LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

CIRCUIT A COINCIDENCE UTILISANT LA CONVERSION TEMPS-AMPLITUDE

Par S. GORODETZKY, Th. MULLER, M. PORT, G. BERGDOLT et J. GRAFF,

Résumé. — Dans ce travail on étudie le fonctionnement d'un circuit à coïncidences utilisant la conversion temps-amplitude.

Avec les lignes court-circuit utilisées, le convertisseur a une plage linéaire de $0{,}5.10^{-8}$ sec et une variation de retard de $2{,}5.10^{-11}$ sec correspondant à une variation d'amplitude de 1 %.

Abstract. — We have studied a time to pulse height converter. With the clipping lines used, the converter has a linear region of $0{,}5.10^{-8}$ sec and a variation in delay of $2{,}5.10^{-11}$ sec corresponds to a variation in amplitude of 1 %.

Introduction. — Dans ce travail nous avons étudié le fonctionnement de nos circuits à coïncidence, dans un dispositif en convertisseur temps-amplitude. L'avantage de cette méthode bien connue [1] est de pouvoir déterminer la courbe de résolution du circuit en une opération. Cette technique est également très utile pour la mesure de vies moyennes et de temps de vol. A cet effet on transforme les différences de délai entre deux impulsions parvenant au circuit à coïncidences en impulsions dont l'amplitude est proportionnelle à la différence de délai. Il est désirable d'avoir une relation linéaire entre les deux grandeurs.

Schéma du circuit complet. — Nous utilisons pour le convertisseur temps-amplitude les éléments suivants (*fig.* 1) :

1) Des photomultiplicateurs 6342 suivis de deux amplificateurs distribués du type Hewlett-Packard et d'un amplificateur à large bande passante à quatre étages de lampes à émission secondaire.

2) Le circuit à coïncidences du type Garwin monté sur deux lignes coaxiales fendues qui permettent de faire varier les délais.

Les impulsions de sortie du circuit à coïncidences sont amplifiées par un amplificateur linéaire du type A 1 C et enregistrées sur un analyseur à 100 canaux. Les deux câbles court-circuit du dispositif à coïncidences ont une longueur électrique aller-retour de 1,80 m.

Les essais de mise au point du circuit ont été effectués à l'aide d'impulsions venant d'un seul photomultiplicateur attaquant les deux canaux du circuit à coïncidence. Les impulsions du photomultiplicateur correspondaient à une énergie

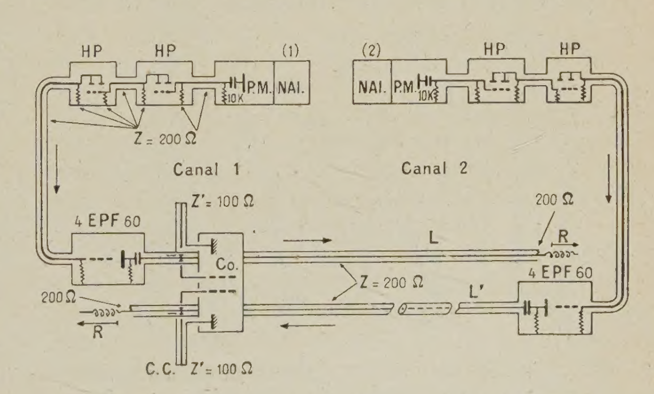


Fig. 1. — Circuit à coïncidence à lignes fendues.

de 1 MeV. Par déplacement du circuit de coïncidence sur les lignes fendues, des différences de délai variables pouvaient être introduites entre les deux canaux de coïncidence. Ces différences de délai permettent de calibrer l'ensemble des circuits et d'établir le coefficient de conversion temps-amplitude : Volts/10^{-10} sec pour chaque partie de la courbe de conversion.

Mesure de la relation temps-amplitude. — La figure 2 montre la forme des courbes relevées sur l'analyseur à 100 canaux pour quelques différences de délai. Pour ces courbes, nous avons porté en abscisse les canaux (ou volts) de l'analyseur (ou de l'impulsion de sortie du système de coïncidences) et en ordonnée le nombre d'impulsions par unité de temps. Les valeurs marquées sur les courbes sont les valeurs de différences de délai en cm de ligne fendue (la vitesse de propagation est sensiblement la vitesse de la lumière. La courbe marquée 0 correspond à une différence de délai nulle). Le maximum de ces courbes se déplace en fonction du délai. Si on augmente suffisamment la différence de délai on n'obtient plus de coïncidences réelles et les impulsions sortant du circuit à coïncidences correspondent toutes à des impulsions isolées. Dans ce cas quelle que soit la différence de délai (positive ou négative) les impulsions provenant du circuit à coïncidences gardent une valeur constante. Ces courbes toutes superposées sont localisées dans le premier canal et ne sont pas indiquées sur la figure 2. Si on diminue progressivement les différences de délais (positives ou négatives) la position du maximum de ces courbes se déplace vers les canaux plus élevées. Ceci correspond à une superposition de plus en plus parfaite des impulsions venant des deux canaux du circuit à coïncidences. Cette superposition est optimum si la différence de délai aux deux entrées du circuit à coïncidences est nulle. C'est à ce point que les impulsions de sortie atteignent leur valeur

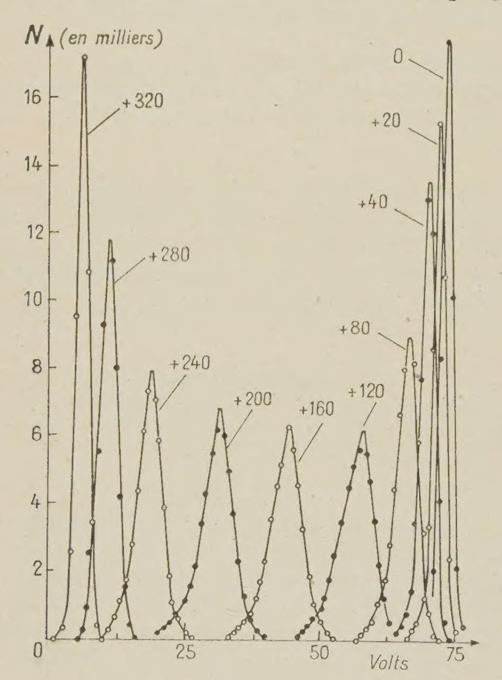


Fig. 2. — Amplitude des signaux de coïncidence en fonction du délai.

maximum (canal 72). Le déplacement des courbes + 40, + 20, + 0 est plus faible dans cette région de différences de délais ainsi que l'on constate sur la figure 2. Ceci tient à la forme des impulsions servant à attaquer le circuit de coïncidence. Quand on augmente la différence de délai à partir de 0 vers les valeurs — 20, — 40, etc..., les courbes reprennent des positions comparables aux positions marquées + 20, + 40, etc... Autour de la valeur maximum la variation est plus faible que dans la région linéaire (A — B, *fig.* 4). La forme des courbes + 200, + 160, etc... permet de tirer des conclusions quant à la fluctuation de la résolution. Pour des impulsions carrées parfaites de taille suffisante, la largeur des courbes + 200 ... est nulle. Nous pouvons approcher ce cas des impulsions artificielles. Dans ce cas les courbes étaient réduites à un seul canal. Pour des événements identiques, le déplacement des courbes permet en fonction de la différence de délai, de calculer la forme des impulsions envoyées à l'entrée du circuit à coïncidence.

Si nous portons sur un deuxième graphique la variation de l'amplitude des impulsions en fonction de la variation de la différence de délai, nous obtenons la courbe figure 3. Dans cette figure nous avons porté en abscisse les différences de délais, exprimées en cm (vitesse de propagation = vitesse de la lumière) et en abscisse la hauteur des impulsions en volts. Cette courbe nous donne donc immédiatement la relation temps-amplitude. Cette relation est une fonction linéaire entre les valeurs + 100 et + 200, c'est-à-dire la plage linéaire est de l'ordre de $0{,}5 . 10^{-8}$ sec.

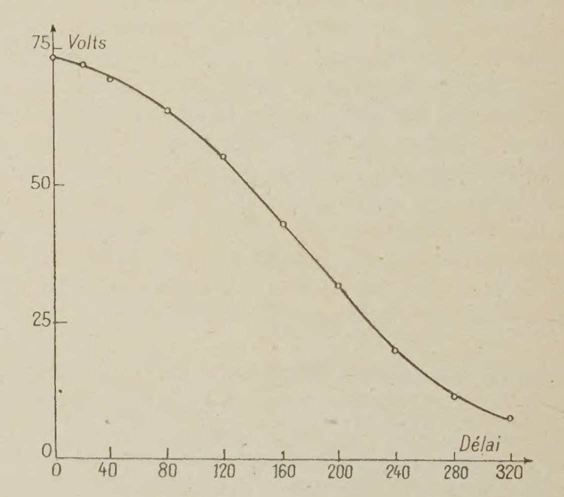


Fig. 3. — Courbe de conversion en amplitude-temps du circuit à coïncidence.

Dans cette région une variation de l'amplitude de 1 % correspond à $2{,}5 . 10^{-11}$ sec.

Discussion de quelques facteurs entrant dans la

composition de la courbe temps-amplitude. — Nous allons d'abord considérer des impulsions rectangulaires identiques attaquant un circuit à coïncidences dont les impulsions de sortie sont proportionnelles à la partie superposée de la surface des impulsions. Dans ce cas nous obtenons une courbe de conversion temps-amplitude dont la forme est celle de la figure 4 (A, B, C) lorsque les différences

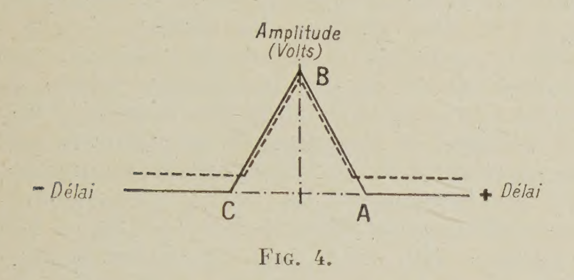


Fig. 4.

de délai passent d'une valeur positive supérieure à une fois la longueur électrique des impulsions à une valeur négative également supérieure à une fois cette longueur. Si les impulsions isolées donnent une petite impulsion à la sortie du circuit (ce qui est toujours le cas) la courbe indiquée en pointillé (*fig.* 4) est valable. Si nous considérons maintenant des impulsions trapézoïdales identiques, nous obtenons la courbe figure 5. Cette courbe se compose : de deux droites horizontales E — E_1 et E' — E'_1 aux deux extrémités correspondant aux impulsions isolées. Ces droites ont une légère pente, indiquée en pointillé, si l'on tient compte de l'atténuation des impulsions quand on introduit des délais de plus en plus grands de façon continue. Ces deux parties sont suivies d'une partie parabolique EF et E'F' à partir du moment où les deux impulsions en coïncidence commencent à se superposer entre A et B (dans l'encadrement de la figure 5 l'une des

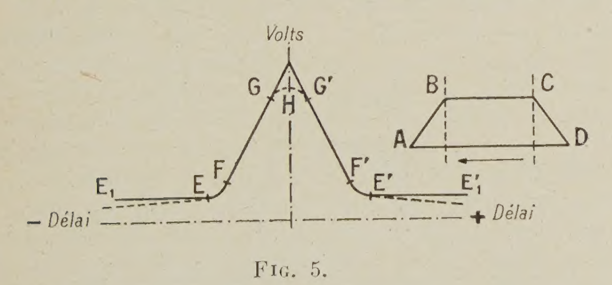


Fig. 5.

impulsions est indiquée schématiquement, l'autre impulsion est identique mais se déplace en sens inverse). Au moment où les points marqués (B) sur les deux impulsions se recouvrent, l'augmentation de l'amplitude des impulsions de sortie continue selon une fonction linéaire de la différence de délai. Ceci correspond à la partie de la courbe amplitude-temps qui nous intéresse marquée F — G et F' — G'. De nombreux phénomènes, autres que ceux considérés ici, peuvent intervenir pour produire un arrondi (H) au sommet de la courbe de résolution pour donner celle que nous observons (*fig.* 3) et qui correspond à E'F'G'H de la figure 5.

Pente de la courbe de conversion temps-amplitude. — L'étendue des parties linéaires est d'autant plus importante que les impulsions ont une forme plus voisine de la forme rectangulaire, ceci veut dire que la partie linéaire est d'autant plus développée que le temps de montée des impulsions est plus petit (toutes choses égales d'ailleurs) ou encore que la longueur totale des impulsions devient plus grande à temps de montée égal. Les temps de montée les plus courts que l'on peut obtenir sont ceux que permettent d'atteindre les tubes 6 810 A et sont de l'ordre de 1.10^{-9} sec.

La pente de la partie linéaire est fonction de la longueur électrique des câbles court-circuit. La pente est déterminée par les câbles du court-circuit et ne varie pratiquement pas à de longs mois d'intervalle, ainsi que nous l'avons vérifié.

Des câbles court-circuit longs donnent une pente plus faible que le même circuit avec des câbles courts.

La plage d'utilisation de la partie linéaire vers les grandes différences de délais (cas de mesure de vies moyennes) dépend de la forme plus ou moins carrée des impulsions, de la longueur des câbles court-circuit et du niveau des impulsions isolées. Le niveau des impulsions isolées met fin à cette partie linéaire (*fig.* 4).

Fluctuations dues aux amplificateurs et aux circuits électriques associés au circuit à coïncidence. — Les amplificateurs sont attaqués par un seul photomultiplicateur muni d'un cristal de NaI et seules les impulsions de l'ordre de 1 MeV sont utilisées. En fait l'impulsion électrique sortant du multiplicateur est divisée en deux et atténuée par les câbles nécessaires au branchement et les capacités parasites supplémentaires ainsi introduites et correspond à environ 300 keV.

Les impulsions arrivent donc toujours en synchronisme rigoureux à l'entrée des amplificateurs des deux canaux de la coïncidence. Si ceux-ci ainsi que le circuit de coïncidence n'introduisaient aucune fluctuation de retard ou d'amplitude, la courbe marquée par exemple + 20 (*fig.* 2) aurait une largeur nulle. La largeur à mi-hauteur de la courbe + 20 qui est située dans la partie linéaire de la courbe de conversion temps-amplitude (*fig.* 3) permet de calculer la fluctuation moyenne introduite par les circuits. Si l'on emploie des impulsions d'un générateur donnant des impulsions rapides la largeur à mi-hauteur des courbes correspondantes est beaucoup plus petite. En fait, on peut obtenir des courbes situées à l'intérieur d'un seul canal. Pour des impulsions correspondant à

300 keV la fluctuation moyenne est de $0,75 . 10^{-9}$ sec.

La forme des courbes (+ 20, — 20 etc.) a l'apparence d'une courbe de Gauss modifiée par la largeur finie des canaux de l'analyseur à 100 canaux.

Exemple de courbe de conversion en coïncidences réelles. — Le schéma du montage utilisé est celui

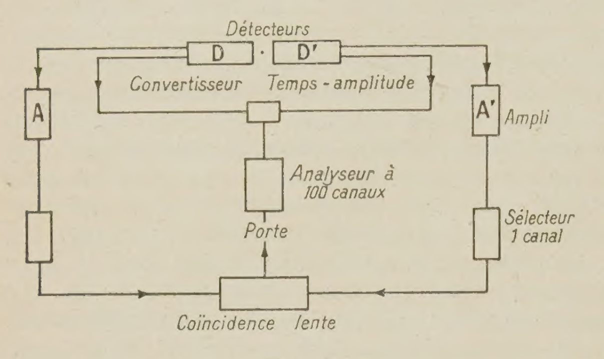


Fig. 6.

indiqué figure 6. Nous enregistrons les impulsions de coïncidence correspondant à l'absorption d'une

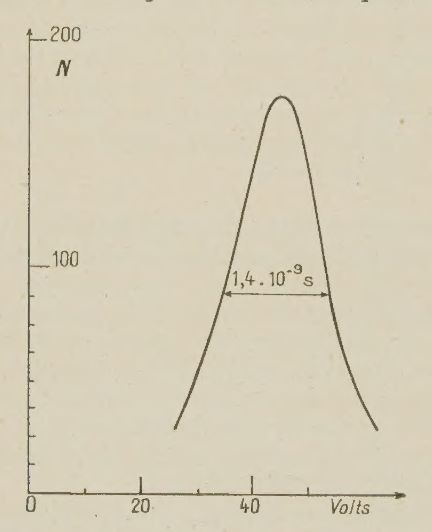


Fig. 7. — Courbe de conversion en amplitude-temps. (Coïncidences réelles.)

énergie de 1 MeV ± 200 keV dans chacun des deux cristaux. La figure 7 montre la courbe de résolution ainsi obtenue.

Calcul de la courbe de résolution et de la pente de cette courbe. — A partir des courbes de conversion temps-amplitude et de la distribution des impulsions pour une différence de délai donnée, nous pouvons déterminer les courdes de résolution et le temps de résolution 2τ. Nous appelons courbe de résolution la courbe nombre d'impulsions dépassant une certaine taille en fonction du délai. Nous pouvons également déterminer la pente de la courbe de résolution. Tout d'abord considérons pour une différence de délai donnée la distribution d'amplitude des impulsions sortant du circuit à coïncidences (*fig.* 2). Considérons les trois courbes marquées + 120, + 160 et + 200. Si nous plaçons la fenêtre d'un sélecteur à un canal entre les canaux 37 et 49,5 (ces deux points correspondent aux points d'intersection des courbes + 200 et + 160 et + 160 et + 120 respectivement) nous englobons de 95 % des impulsions sortant du circuit à coïncidences à la différence de délai + 160. Le rendement de détection de coïncidences sera donc supérieur à 95 %. Nous pouvons maintenant tracer par interpolation les courbes correspondant à une différence de délai + 165, + 170, + 175, et + 155, + 150, + 145, etc... La fenêtre de notre sélecteur à un canal restant fixe. Ce sélecteur à un canal nous sert à prendre la courbe de résolution, c'est-à-dire à compter le nombre de coïncidences en fonction de la différence de délai. Une partie de la surface de la courbe marquée + 155 dépasse la limite supérieure (canal 49,5). Les impulsions composant cette surface ne sont plus comptées sur l'échelle. En continuant ainsi nous pouvons construire la courbe de résolution. La figure 8(A) montre cette courbe. Le temps de résolution 2τ est : $1,33 . 10^{-9}$ sec. La pente de la courbe est $4 . 10^{-10}$ sec

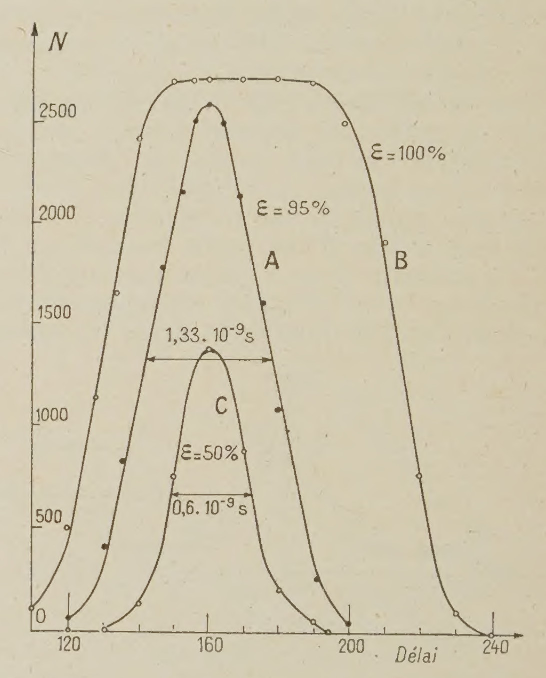


Fig. 8. — Courbes de résolution déduites des courbes amplitude-temps.

De la même façon nous avons construit la courbe de résolution pour un rendement de 100 % et d'environ 50 % en prenant dans le premier cas une

fenêtre entre le canal 26 et 54 dans le deuxième cas du canal 42 — 46 (*fig.* 8(B) et 8(C)). La même méthode a été appliquée à la courbe de résolution en coïncidences réelles. Une autre signification des courbes (*fig.* 2) est claire immédiatement : elles nous donnent le temps de résolution ultime du circuit dans les conditions où nous l'utilisons, c'est-à-dire pour des impulsions d'une certaine taille et d'un certain temps de montée, que ce soit en coïncidences artificielles ou réelles. En effet, si le sélecteur à un canal a une fenêtre très étroite, le rendement de la coïncidence diminue, et le temps de résolution tend vers une valeur limite impossible à dépasser. Dans les conditions de l'expérience cette valeur limite est $2\tau = 6.10^{-10}$ sec. Pour des impulsions artificielles d'un temps de montée plus court, cette valeur peut être beaucoup plus petite. De façon générale cette valeur est simplement égale à deux fois la valeur de la pente de l'une des courbes de la figure 2 dans la région linéaire de la courbe de conversion temps-amplitude. On voit facilement que dans cette région les courbes + 200, etc... de la figure 2 représentent des courbes de résolution à la limite du meilleur temps de résolution possible. Nous pouvons aussi déduire la pente de la courbe de résolution directement de la forme des courbes (*fig.* 2) pour un rendement quelconque. Pour un rendement de 100 %, cette détermination se fait comme suit. Nous nous fixons par exemple un seuil supérieur (ou inférieur) de l'analyseur à un canal et nous faisons passer la courbe (+ 160) par le seuil supérieur (ou inférieur) en faisant varier le délai vers + 120 (ou + 200). La pente maximum est obtenue quand la pointe de la courbe passe par le seuil de discrimination. Dans ce cas une petite variation de délai produit la variation maximum du nombre d'impulsion comptées.

Circuit à coincidence pour la conversion temps-amplitude. — Le circuit à coïncidence que nous avons utilisé est le circuit bien connu de Garwin [2]. La différence d'amplitude entre les impulsions de coïncidence et des impulsions isolées est de l'ordre de 20-50 à 1 au moins. D'autre part ce circuit n'est pas un circuit d'addition linéaire des impulsions venant des deux canaux. Bien au contraire, par suite des éléments non linéaires, tels que les diodes dans le circuit plaque, on cherche à améliorer la distinction entre impulsions isolées et impulsions de coïncidence. Avec un tel circuit on ne s'attend pas à obtenir un convertisseur temps-amplitude linéaire. Cependant ainsi que nous l'avons montré une telle relation linéaire existe. Ceci tient à plusieurs raisons :

1) Entre deux impulsions isolées et deux impulsions en coïncidence parfaite, il existe tous les intermédiaires possibles de recouvrement partiel des impulsions. Nous ne sommes pas intéressés directement par la différence qui peut exister entre impulsions isolées et impulsions de coïncidence mais plutôt par la variation des impulsions de coïncidence en fonction du recouvrement des impulsions à l'entrée du circuit.

C'est cette relation qui est linéaire dans de larges limites.

2) A cause des capacités parasites inévitables et à cause de la brièveté des impulsions à l'entrée et encore beaucoup plus à la sortie à cause du recouvrement partiel des impulsions, les variations des tensions plaques des lampes de coïncidences sont faibles et on reste essentiellement dans la région de variation linéaire. L'introduction d'éléments non linéaires telles que les diodes dans les circuits plaques ne change rien à ce raisonnement.

Distinction du signe de la différence de délai. — Il est important de savoir distinguer une avance ou un retard des impulsions de l'un des canaux par rapport à l'autre. Le circuit à coïncidences mesure

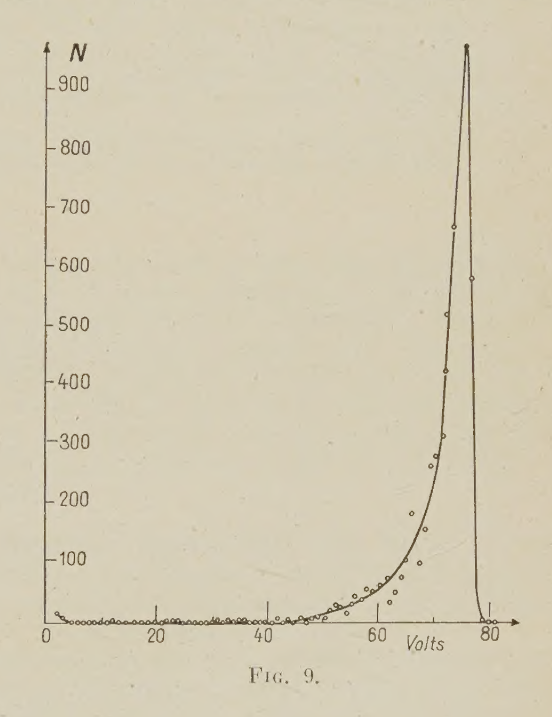


Fig. 9.

uniquement une différence de délai entre les deux impulsions. Si nous plaçons le circuit à coïncidences au maximum de la courbe de résolution (nombre d'impulsions dépassant un certain niveau en fonction de la différence de délai entre les deux canaux), les impulsions correspondant à une même différence de retard auront une même amplitude. Que les impulsions correspondent à une avance dans un canal ou un retard, elles vont donc s'inscrire dans le même canal de l'analyseur temps-amplitude. Pour pouvoir déterminer à la fois la différence de délai et son signe il suffit de déplacer le circuit de façon à donner à l'impulsion du premier canal servant à

marquer le temps 0 (dans une mesure de vie moyenne par exemple) une différence de retard grande mais à l'intérieur de la région linéaire de la courbe de conversion par rapport aux impulsions du deuxième canal. Dans ce cas les impulsions en coïncidences parfaites seront les impulsions les plus petites, les impulsions venant du deuxième canal avec un retard auront alors une amplitude augmentant avec le retard.

Dans le cas où le circuit doit servir à déterminer une courbe de résolution prompte, on mettra le circuit au milieu de la partie linéaire. Si les impulsions du deuxième canal sont en coïncidence parfaite elles auront une amplitude v. Si elles ont une avance elles auront une amplitude $v + a$ et dans le cas d'un retard elles auront une amplitude $v - a$. En effet, il faut se rappeler que la partie linéaire de notre courbe correspond à une superposition *partielle* de nos impulsions. Si la superposition augmente, l'amplitude augmente.

La figure 9 montre le spectre des impulsions provenant du circuit à coïncidence pour une différence de délai nulle, enregistré sur un analyseur à 100 canaux.

Manuscrit reçu le 27 avril 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Neilson (G. C.) et James (D. B.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 1018. Jones (G.) et Warren (J. B.), *Journ. Sc. Instr.*, 1956, **33**, 429. Cottini (C.) et Gatti (E.), *Nuovo Cimento*, 1956, **4**, 1550. Rémy (E.) et Winter (K.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 112 A. Chase (R. L.) et Higinbotham (W. A.), *Rev. Sc. Instr.*, 1957, **28**, 448.

[2] Garwin (R. L.), *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 903. *Rev. Sc. Instr.*, 1953, **24**, 618.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 20, JUILLET 1959, PAGE 55 A.

CARACTÉRISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DES SOURCES D'IONS A EXCITATION H. F. EMPLOI D'UN DIAPHRAGME A L'INTÉRIEUR DE LEUR CANAL D'EXTRACTION.

Par DANIEL BLANC et ANDRÉ DEGEILH,
Service de Spectroscopie de masses, Laboratoire d'Optique Électronique du C. N. R. S., Toulouse.

Résumé. — On décrit une source à excitation H. F. produisant des ions positifs d'argon, et l'on donne ses caractéristiques de fonctionnement, avec et sans diaphragme à l'intérieur de son canal d'extraction. Lorsque la pression de l'argon est de 15 microns de mercure dans la chambre d'ionisation, l'introduction d'un diaphragme de 1 mm de diamètre diminue la consommation de gaz dans un rapport de 4,24 ; par contre, le débit ionique reste égal à 60 % de celui recueilli en l'absence de diaphragme. Les conditions de fonctionnement optima ont été déterminées, pour cette même pression : elles correspondent à une valeur de la tension d'extraction de l'ordre de 5 000 volts.

La valeur du courant recueilli est fonction de la pression du gaz dans la source : ce courant est maximum pour une pression de 6 microns de Hg sans diaphragme, de 8 microns de Hg avec diaphragme.

Abstract. — An H. F. excited source, producing a positive argon ion beam is described, and we give its operational features, with and without a diaphragm inside its extracting channel. If we introduce a diaphragm of one mm diameter when the argon pressure is 15 microns of Hg in the ionization chamber, gas consumption will be reduced in a proportion of 4,24 ; however, the source will produce an ion beam 60 % of that obtained without a diaphragm. Optimum operating conditions are established for the same pressure ; they correspond to an extracting voltage of about 5 000 volts.

The value of the current obtained is a function of gas pressure in the source ; the current has a maximum for a 6 microns of Hg pressure without a diaphragm, and for a 8 microns of Hg pressure with a diaphragm.

Introduction. — Les sources d'ions utilisant une décharge de haute fréquence à l'intérieur d'un gaz ont été introduites par Thonemann et ses collaborateurs [1], [2]. La source étudiée ici est d'un modèle voisin ; elle est de plus petites dimensions que celles décrites récemment par Depraz [3]. De telles sources sont employées dans les accélérateurs de particules pour réaliser des faisceaux de deutérons ($^2_1$H) ou de tritons ($^3_1$H) [4] par exemple. D'autres utilisations sont possibles, en particulier dans le domaine de la spectroscopie de masses [5] ; pour préciser les emplois éventuels de ces sources il est indispensable de connaître avec précision leurs caractéristiques de fonctionnement et surtout le courant ionique réalisable pour un débit gazeux donné.

Nous avons donc cherché à améliorer le rendement ionique de ces sources et nous avons précisé le rôle important joué par un diaphragme placé à l'intérieur du canal d'extraction : Reifenschweiler [6], qui a étudié des sources H. F. remplies d'hydrogène, indique en effet que la présence d'un tel diaphragme améliore notablement le rendement; d'après lui, les conditions les plus favorables sont réalisées lorsque le diaphragme est situé à une distance du bord supérieur du canal égale au diamètre de ce canal. Reifenschweiler ne donne aucune précision sur la variation du débit ionique en fonction de la position du diaphragme. Nous avons jugé utile de reprendre cette question.

Les gaz étudiés jusqu'alors dans de telles sources avaient des masses atomiques très faibles ; il s'agissait presque toujours d'hydrogène. Nous avons décidé d'employer l'argon, pour lequel on doit s'attendre à un débit ionique plus faible (théoriquement 6,6 fois plus faible que celui correspondant à l'hydrogène), mais qui permet d'étendre les résultats à une gamme importante de masses atomiques.

Dispositif expérimental (*fig.* 1). — SOURCE D'IONS. — La chambre d'ionisation de la source est en verre « Pyrex », très peu conducteur et résistant bien à des échauffements locaux. L'anode A, de tungstène, est placée à l'intérieur d'un tube capillaire (voir la figure 1). Deux boucliers horizontaux, également en pyrex, isolent les électrodes de la décharge.

L'énergie d'excitation H. F. est transmise à la décharge à travers une bobine B entourant la chambre d'ionisation et constituée de 3 spires d'un fil de cuivre de 3 mm de diamètre.

Le signal de l'oscillateur (puissance : 40 watts, fréquence : 200 MHz) est couplé inductivement à la bobine B, mise en résonance par un condensateur variable.

L'extraction des ions s'effectue à l'aide d'une tension continue, pouvant varier de 0 à 10 kilovolts, appliquée entre l'électrode A et l'électrode d'extraction. La lentille électrostatique E, placée

à une tension continue négative (0 à — 20 kilovolts) assure l'accélération et améliore la focalisation du faisceau ionique extrait. Le dispositif d'accélération et les tensions utilisées sont semblables à ceux employés par Coutant, Prévot et Vienet [7].

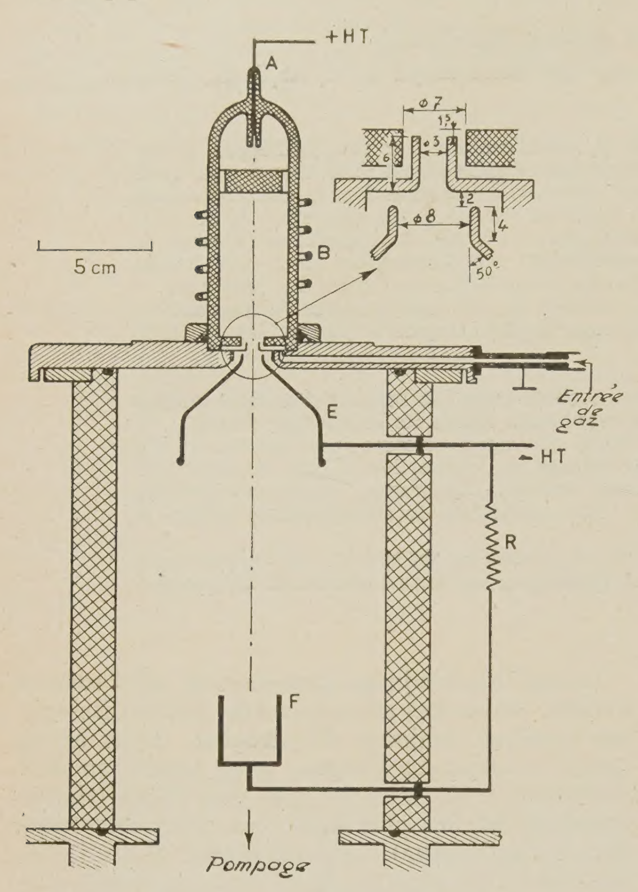


Fig. 1. — Coupe de la source et du système de collectage des ions.

Le courant d'ions est recueilli à l'intérieur du cylindre de Faraday F, que l'on a placé à une tension supérieure de 500 à 1 000 volts à celle de la lentille E. Le faisceau d'ions est fortement divergent à sa sortie de la source et l'on ne recueille à l'intérieur de F qui le huitième environ du courant total.

L'argon est introduit à l'intérieur de la chambre d'ionisation par l'intermédiaire d'une fuite réglable placée à la base de la source d'ions.

Électrode d'extraction. — L'électrode d'extraction est en aluminium. On réduit ainsi les phénomènes de pulvérisation cathodique ; l'emploi de tout autre métal entraîne la formation d'un dépôt sur la paroi de la chambre d'ionisation ; le dépôt métallique provoque l'échauffement local de la source et une altération rapide de ses performances.

Le canal de l'électrode d'extraction, long de 6 mm, possède un diamètre de 3 mm. Le bord supérieur du canal est situé à 1,5 mm au-dessous du plan supérieur du bouclier de pyrex.

Le diaphragme que l'on peut placer à l'intérieur du canal a un diamètre de 1 mm ; son épaisseur est de 1 mm. Nous avons réalisé 5 positions possibles de ce diaphragme, en modifiant entre 0 et 4 mm la distance séparant le diaphragme du bord supérieur du canal (*fig.* 3).

Mesure de la pression dans la source. — La pression de l'argon à l'intérieur de la source a été mesurée avec précision : nous avons employé dans ce but une chambre de pyrex de géométrie identique à celle de la source ; un tube de verre débouche latéralement dans la partie inférieure de la chambre, l'extrémité externe de ce tube étant reliée à une jauge de Pirani.

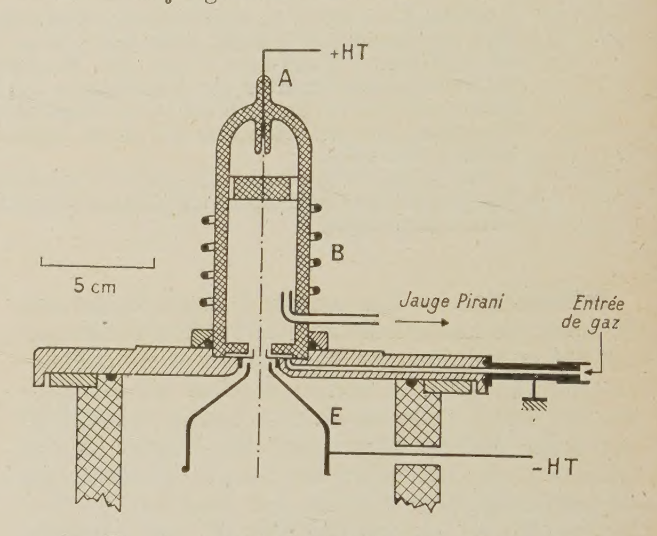


Fig. 2. — Dispositif utilisé pour mesurer la pression de l'argon à l'intérieur de la chambre d'ionisation de la source.

Pour chaque mesure de pression, nous avons réalisé, avec cette chambre de pyrex auxiliaire, les mêmes conditions d'excitation, d'extraction et de débit ionique que pour la source étudiée.

Les résultats donnés plus loin correspondent à une pression de 15 microns de mercure à l'intérieur de la chambre d'ionisation.

Caractéristiques de la source pour une pression de 15 microns de mercure (*fig.* 3). — La figure 3 donne, pour une tension d'extraction V_e donnée, la variation du courant ionique recueilli en fonction de la tension d'accélération et de focalisation V_A appliquée à l'électrode E. La courbe (0) correspond à l'utilisation sans diaphragme, les courbes (1) à (5) à l'utilisation avec diaphragme, conformément aux schémas de la figure 3.

Consommation de gaz. — Sans diaphragme, la source consomme 24,6 cm³ par heure d'argon sous la pression atmosphérique ; avec diaphragme, cette consommation est réduite à 5,8 cm³ par heure. Pour cette même pression, et un diaphragme de 1,13 mm de diamètre, placé dans un canal d'extraction de 3 mm de diamètre, Kistemaker et Fluit [8] indiquent que l'économie de gaz est de 50 %, dans le cas de l'hydrogène.

Courant ionique recueilli. — Comme l'indiquent les courbes de la figure 3 ce courant augmente avec la tension d'extraction V_A ; pour $V_A = -20$ kilovolts, la courbe reste croissante : on n'atteint pas encore la valeur limite du courant, imposée par les phénomènes de charge d'espace (voir plus loin). Sans diaphragme, le courant recueilli est supérieur à 1,3 mA pour des tensions d'extraction dépassant 6 kilovolts.

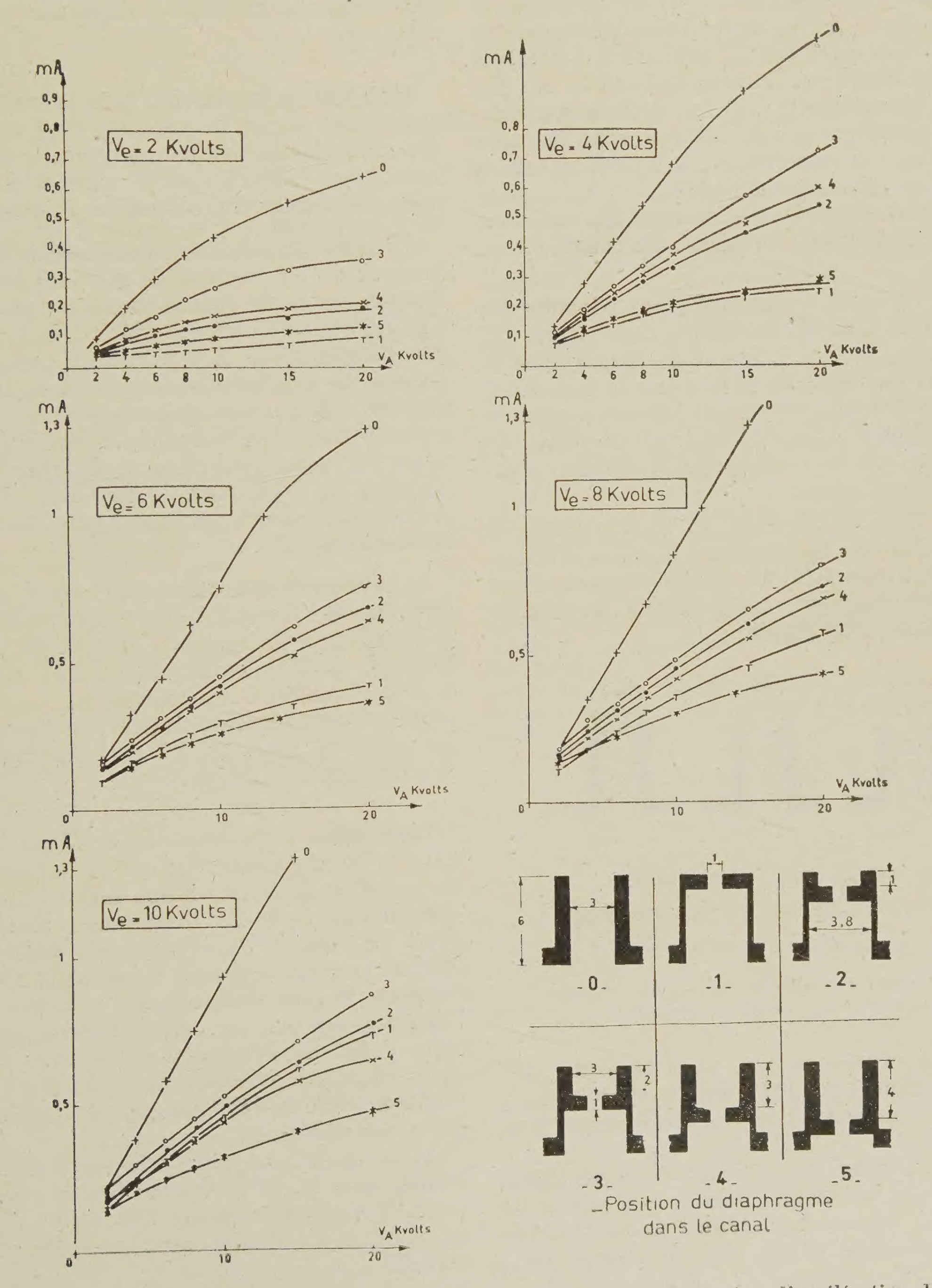


Fig. 3. — Variation du courant ionique recueilli en fonction de la tension d'accélération V_A, pour diverses valeurs de la tension d'extraction V_e.

Position optimum du diaphragme dans le canal. — Le courant est maximum pour la position (3) (*fig.* 3) : le plan inférieur du diaphragme se trouve alors dans le plan médian du canal. Ceci prouve que la section minimum du faisceau ionique passant dans le canal est située au milieu du canal d'extraction ; ce résultat est voisin de celui obtenu par Reifenschweiler [5].

Conditions de passage du faisceau dans le canal (*fig.* 4). — Sur la figure 4 sont indiquées les diverses formes possibles du faisceau à l'intérieur du canal d'extraction. D'après Eubank et alii [9], ainsi que Spangenberg [10] les meilleures conditions de « convergence » du faisceau sont réalisées lorsque le point de resserrement se trouve au centre du canal d'extraction (schéma B).

Les conditions pour lesquelles la configuration du schéma B est réalisée se déduisent des courbes de la figure 3.

a) Pour $V_e = 2$ kilovolts et $V_e = 4$ kilovolts, les courbes (4) et (5) sont au-dessus des courbes (2) et (1). Lorsque le plan inférieur du diaphragme se trouve dans les positions (4) ou (5), le faisceau a donc une section plus petite que lorsque ce plan se trouve en (2) ou (1). Le schéma A est alors réalisé : le faisceau est « sous-focalisé », et la tension d'extraction est trop faible.

b) Pour $V_e = 6$ kilovolts, $V_e = 8$ kilovolts et $V_e = 10$ kilovolts, les courbes (4) et (5) sont au-dessous des courbes (2) et (1). Le schéma C est réalisé : le faisceau est « sur-focalisé ». La tension d'extraction est trop élevée.

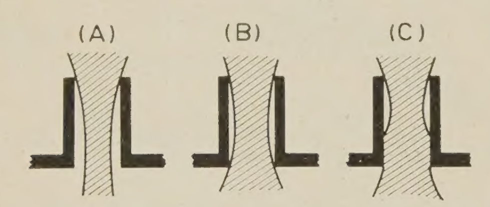


Fig. 4. — Formes possibles du faisceau ionique à l'intérieur du canal d'extraction.

c) Nous en concluons que, pour la source utilisée, les meilleures conditions de « convergence » sont réalisées lorsque V_e est comprise entre 4 et 6 kilovolts.

La charge d'espace à l'intérieur du canal limite le débit ionique réalisable, quelles que soient les conditions de l'expérience. L'intensité maximum que l'on pourra obtenir [9], [11], est donnée par :

$$I_{max} = \frac{28,8}{\sqrt{M}} (V_e)^{3/2} \left(\frac{d}{l}\right)^2$$

V_e étant la tension d'extraction *en kilovolts*,

d le diamètre du canal,

l la longueur du canal,

M la masse des ions, exprimée en unités de masses atomiques.

Ici, $M \# 40$, $d = 3$ mm, $l = 6$ mm, et pour $V_e = 5$ kilovolts, on obtient : $I_{max} = 12,7$ mA.

Comme on le voit, on est encore très loin des conditions de saturation imposées par la charge d'espace.

Influence de la pression dans la source. — Nous avons fait varier la pression de l'argon dans la chambre d'ionisation en modifiant le débit gazeux. Le courant recueilli dans F varie avec la pression, pour une tension d'accélération V_a donnée.

a) Sans diaphragme, nous avons fait varier la pression de 5,5 microns de mercure (débit : 3 cm³ d'argon par heure sous la pression atmosphérique), à 25 microns de mercure (débit : 44,3 cm³ d'argon par heure). Pour des pressions plus élevées, le régime de fonctionnement de la source devient instable. Entre ces deux pressions, le courant recueilli varie de 475 à 900 μA pour $V_A = 15$ kilovolts. Ce courant est maximum (900 μA) pour une pression de 6 microns de mercure ; le débit est alors de 3,8 cm³ d'argon par heure sous la pression atmosphérique.

b) Avec diaphragme, nous avons fait varier la pression de 1 micron de Hg (débit : 1,8 cm³/heure) à 78 microns de mercure (débit : 20 cm³/heure). Pour $V_A = 15$ kilovolts, le courant recueilli varie de 310 μA à 800 μA. Le courant maximum (800 μA) correspond à une pression de 8 microns de mercure. Le débit est alors de 4,2 cm³ par heure sous la pression atmosphérique.

Conclusion. — La mise en place d'un diaphragme dans le canal d'extraction réduit la consommation de gaz dans la source d'une façon beaucoup plus considérable que ne l'indiquent Kistemaker et Fluit [8] pour l'hydrogène, les débits ioniques restant très satisfaisants ; ceci peut s'avérer très précieux si l'on veut adapter une telle source à l'analyse des masses. Nous préciserons dans la suite l'effet de l'émission d'électrons secondaires depuis le canal, avec et sans diaphragme, ainsi que l'influence sur le débit ionique de diaphragmes de diamètres différents.

Nous exprimons notre très respectueuse reconnaissance à M. le Directeur Général G. Dupouy, pour l'intérêt constant qu'il a pris à cette étude, et pour toute l'aide qu'il a bien voulu nous accorder.

Manuscrit reçu le 19 mars 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Thonemann (P. C.), *Nature*, 1946, **158**, 61.
[2] Thonemann (P. C.), Moffatt (J.), Roaf (D.) et Sanders (J. H.), *Proc. Phys. Soc. London*, 1948, **61**, 483.
[3] Depraz (J.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 86.
[4] Arnold (W. R.), *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 97.
[5] Blanc (D.) et Degeilh (A.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 61-S.
[6] Reifenschweiler (O.), *Ann. Physik*, 1954, **14**, 33.
[7] Coutant (J.), Prevot (F.) et Vienet (R.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 643.
[8] Kistemaker (J.) et Fluit (J. M.), Congrès de Milan, octobre 1957.
[9] Eubank (H. P.), Peck (R. A.) et Truell (A.), *Rev. Sc. Instr.*, 1954, **25**, 989.
[10] Spangenberg (K. R.), « Vacuum tubes », MacGraw Hill, N. Y., 1948, 445.
[11] Thonemann (P. C.), *Progr. Nucl. Physics*, 1953, **3**, 230.

REVUE DES LIVRES

De Vaucouleurs (G.), Dragesco (J.), Selme (P.), Farragi (H.) et Tellez-Plasencia (H.), **Manuel de photographie scientifique.** (1 vol. 16/24 cm, 391 pages, Éd. Revue d'Optique, Paris, 1956, 3 000 F.)

Les auteurs ont voulu faire de cet ouvrage le *Digest* de leurs expériences combinées pour aider les chercheurs débutants à employer efficacement les techniques photographiques appliquées à la recherche dans divers domaines des sciences physiques, chimiques, biologiques et naturelles....

Ce but me paraît parfaitement atteint et même dépassé, d'autres que les seuls débutants, tireront profit de la possession de ce livre.

24 chapitres distribués en cinq parties divisent l'ouvrage.

Après une introduction où sont rappelées les propriétés générales des couches photographiques, commence la première partie : *Optique photographique* (l'objectif photographique, l'appareil photographique, le microscope, les sources de lumière, les filtres de lumières, les posemètres).

La seconde partie : *Technique photographique générale* comprend les chapitres suivants : Le laboratoire photographique ; le développement ; fixage, lavage, séchage ; les opérations correctives ; épreuves positives et agrandissements.

La troisième partie est consacrée aux *techniques spéciales* : photographie en couleurs ; photographie IR et UV ; enregistrement des rayons X et γ ; enregistrement des faisceaux d'électrons, des trajectoires des particules chargées et autoradiographie.

Les *applications scientifiques* constituent la quatrième partie (mesures géométriques, mesures photométriques, la photomicrographie, la microcinématographie, la macrophotographie, la photographie de documents ; la photographie des plantes et des animaux, la photographie des paysages).

De très nombreux tableaux constituent la cinquième partie. On y trouve de nombreuses données numériques concernant les matières traitées dans les différents chapitres mais aussi les adresses de constructeurs ou de fabricants d'émulsions ou d'accessoires. Les caractéristiques comparées de leurs productions...

On jugera par la seule énumération des titres des chapitres, que nous avons faite, de la variété des sujets abordés. Comme le volume reste d'importance moyenne (391 p.) chaque chapitre est concis mais complet. Les principes sont toujours brièvement mais très clairement rappelés, les renseignements pratiques sont présentés logiquement comme la conséquence rationnelle des principes rappelés. A la fin de chaque chapitre le lecteur trouvera les références bibliographiques.

Une table des matières détaillée, un index alphabétique soigné complètent l'ouvrage pour l'adapter vraiment à sa fonction : un outil de travail.

J. Badoz.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 20, JUILLET 1959, PAGE 60 A.

ÉTUDE SUR LA VARIATION DE LA FRÉQUENCE D'UN CIRCUIT OSCILLANT PARALLÈLE EN FONCTION D'UNE RÉSISTANCE INSÉRÉE EN SÉRIE AVEC LE CONDENSATEUR DE MESURE AYANT COMME DIÉLECTRIQUE UN SEMI-CONDUCTEUR

Par SAZDO IVANOV,
École Polytechnique de Sofia.

Résumé. — 1. Mesures expérimentales sur l'influence que la résistance active, insérée en série avec un condensateur de mesure à phosphore polycristallin, exerce sur les variations de la capacité du condensateur.

2. Interprétation théorique de la relation des variations de la capacité oscillant en fonction de la grandeur de la résistance R insérée en série avec un condensateur de mesure. Cette explication porte sur le cas particulier où ΔC est constant, g très petit et $\Delta g = 0$. Cette relation possède le même caractère que celle trouvée par voie expérimentale.

3. On trouve par voie d'analyse et de graphique la relation entre la conductivité active Δg_x du diélectrique du condensateur de mesure et la grandeur de R pour le même cas particulier que celui du point 2.

La résistance insérée en série exerce par conséquent sur la capacité et sur les pertes une influence proportionnelle à la fréquence du circuit oscillant.

4. On trouve les variations de ΔC_x et Δg_x en fonction de R pour un autre cas particulier, où $\Delta C = 0$, g est petit, mais $\Delta g \neq 0$. La variation de Δg_x en fonction de R, Δg étant constant, est analogue à la variation de ΔC_x en fonction de R du cas 2 ; cette variation est représentée graphiquement sur la figure 7.

5. La variation de ΔC_x en fonction de R, lorsque $\Delta C = 0$, présente un minimum pour $R = R_0/\sqrt{3}$; pour la même valeur la variation de Δg_x en fonction de R, Δg étant égale à zéro, présente un maximum (*fig.* 6).

Abstract. — 1. Experimental measurements have been made on the influence of a resistance connected in series with the measuring condenser with crystalophosphor on changes of the capacity of the condenser.

2. A theoretical explanation is given of the relation between the changes of the capacity of the oscillatory circuit as a function of the magnitude of the series resistance R of the measuring condenser in this particular case when ΔC is constant, g is excedingly small and $\Delta g = 0$. Expressed graphically (*fig.* 5) this relation has precisely the same characteristic as the one found experimentally (*fig.* 2).

3. An analytic and graphical relation of the conductivity Δg_x of the dielectric in the measuring condenser in relation with the magnitude of R has been found in this particular case as in item 2.

Thus the series resistance affects both the capacity and the losses in accordance with the frequency of the oscillatory circuit.

4. The relation of ΔC_x and Δg_x as a function of R in another particular case has been found when $\Delta C = 0$, g is small, but $\Delta g \neq 0$. In this case the relation of Δg_x and R at constant Δg is analogous to the relation ΔC_x and R in item (2) and is plotted graphically in fig. 7.

5. The relation of ΔC_x and R when $\Delta C = 0$ gives a minimum for $R = R_0/\sqrt{3}$; for the same value the change of Δg_x with respect to R at $\Delta g = 0$ gives a maximum value (*fig.* 6).

La méthode des battements [1] a été utilisée pour étudier les phosphores polycristallins. Ceux-ci sont employés comme diélectrique dans un condensateur de mesure et à leur éclairement par une lampe de mercure il s'établit une variation (diminution) de la fréquence de l'oscillateur de mesure. La variation de la fréquence est due à la variation de la constante diélectrique complexe, c'est-à-dire à la variation de ses composantes — la perméabilité diélectrique et les pertes diélectriques (conductivité). En augmentant la conductivité [2] on obtient une diminution de la fréquence de l'oscillateur de mesure ; il en est de même lorsqu'on augmente la capacité du circuit oscillant. Nous l'avons démontré en insérant une résistance active en série avec le condensateur de mesure [2].

A l'éclairement des phosphores polycristallins il se produit une variation simultanée de la perméabilité et des pertes diélectriques qui conditionnent la variation totale de même sens de la fréquence de l'oscillateur de mesure. Cependant il était impossible par la méthode des battements de séparer les deux effets produits simultanément à l'éclairement des phosphores polycristallins.

Nous avons obtenu cette séparation par la méthode du décalage de phase [3] qui nous a permis de séparer et d'étudier avec une grande sûreté aussi bien les variations des pertes que la variation de la perméabilité diélectriques.

Nous sommes arrivés à cette conclusion par la méthode des battements en insérant une résistance active en parallèle avec le condensateur de

mesure. Dernièrement nous avons effectué aussi des mesures lorsque la résistance active est insérée en série avec le condensateur de mesure, ainsi que cela est montré sur la figure 1, dans le but d'établir son influence sur les variations des pertes diélectriques.

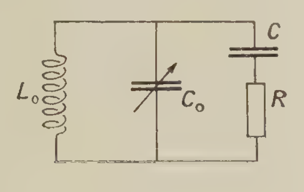


FIG. 1.

La variation de la perméabilité diélectrique complexe à l'éclairement des phosphores polycristallins provoque, comme il était déjà démontré, une variation de la fréquence du circuit oscillant que nous avons constatée par suite des variations produites des battements. Ces variations diminuent si l'on insère la résistance active en série avec le condensateur de mesure. En augmentant la résistance, les variations deviennent moindres. Pour une valeur déterminée de la résistance $R = R_0$ (de l'ordre de 33 000 Ohm pour les essais effectués), il n'y a pas de variations des battements — de la fréquence de l'oscillateur de mesure. Les expériences montrent que la valeur de R_0 est différente pour les divers phosphores polycristallins. Pour des valeurs de $R > R_0$ les variations changent de signe — elles deviennent négatives, c'est-à-dire, au lieu de diminuer, la fréquence de l'oscillateur augmente, comme c'était le cas pour les valeurs de R de 0 à R_0. En augmentant R, il ne se produit plus de variations à partir d'une valeur suffisamment grande (environ 120 000 Ohm pour les essais effectués). Suivant la grandeur de la résistance R, les variations qui ont lieu pour un même éclairement du phosphore cristallin sont représentées graphiquement sur la figure 2. Les valeurs de la résistance R sont portées en abscisses, la variation complexe de la perméabilité diélectrique ΔC est donnée par les ordonnées. Le résultat représenté en graphique montre une relation déterminée entre ΔC et R.

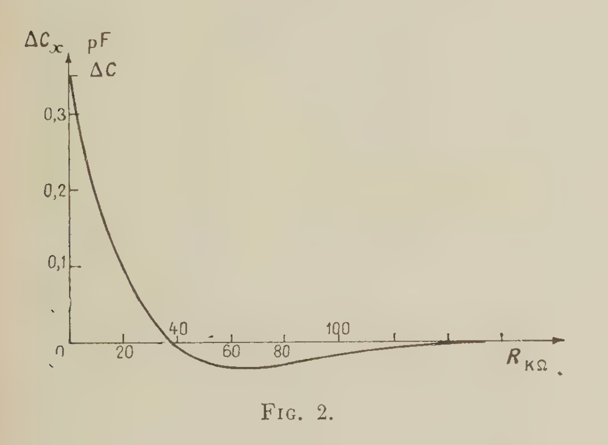


FIG. 2.

Nous nous proposons la tâche de donner une démonstration analytique de cette relation. Elle sera formulée ainsi :

La variation de la fréquence de l'oscillateur à l'éclairement des phosphores polycristallins dans un condensateur de mesure dépend de la grandeur de la résistance insérée en série avec celui-ci.

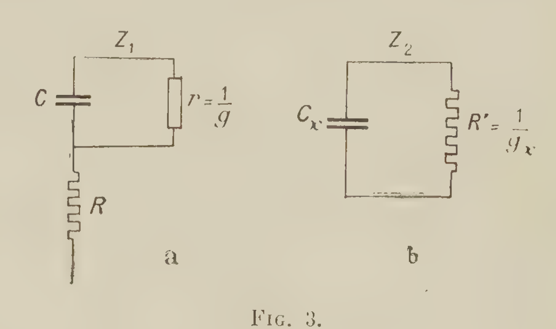


FIG. 3.

1. Nous allons énoncer nos démonstrations en nous basant sur la condition de l'équivalence entre une capacité reliée en série avec la résistance (*fig.* 3*a*) et une capacité reliée en parallèle avec la résistance (*fig.* 3*b*).

Sur la figure 3*a*, $g = 1/r$ représente la conductivité du condensateur de mesure par suite du fait que le diélectrique qui s'y trouve — un échantillon de phosphore polycristallin — n'est pas parfait.

Désignons par Z_1 la résistance complexe du premier schéma et par Z_2 celle du deuxième. L'équivalence des deux schémas se réduit à une égalité de leurs résistances complexes, respectivement de leurs conductivités.

La résistance complexe du premier schéma est

$$Z_1 = R + \frac{1}{g + j\,\omega\,C} = \frac{1 + gR + j\,\omega\,CR}{g + j\,\omega\,C}$$

ou bien sa conductivité complexe

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{g + j\,\omega\,C}{(1 + gR) + j\,\omega\,CR}. \tag{1}$$

La résistance complexe du deuxième schéma est

$$Z_2 = \frac{1}{g_x + j\,\omega\,C_x}$$

ou bien sa conductivité complexe

$$Y_2 = \frac{1}{Z_2} = g_x + j\,\omega C_x. \tag{2}$$

La condition de l'équivalence exige que les expressions (1) et (2) soient égales. Cependant,

avant d'égaler ces deux expressions nous allons rationaliser l'expression (1), ce qui donne

$$Y_1 = \frac{1}{Z_1} = \frac{(1 + gR)\, g + \omega^2 C^2 R}{(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2} + j\, \frac{\omega C}{(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2}. \qquad (3)$$

De l'égalité des conductivités complexes (2) et (3) il résulte :

$$\left.\begin{aligned} g_x &= \frac{(1 + gR)\, g + \omega^2 C^2 R}{(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2} &(1)\\ C_x &= \frac{C}{(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2}. &(2) \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

Lorsque les schémas sur la figure $3ab$ sont insérés au circuit oscillant de l'oscillateur de mesure, on obtient les figures $4ab$.

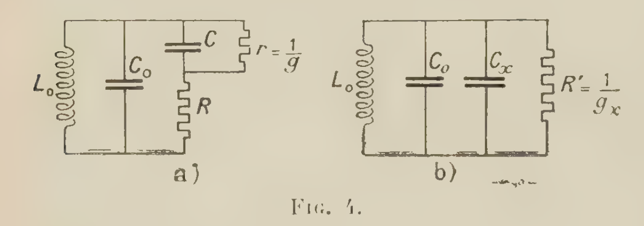


FIG. 4.

Dans les équations (4), C_x et g_x sont exprimés par C et g. Ces équations nous permettent de calculer, pour chaque valeur de C et g du schéma $4a$, les valeurs correspondantes de C_x et g_x du schéma $4b$.

2. Il est intéressant d'établir comment des variations de C et g représentées respectivement par ΔC et Δg du schéma $4a$ seront répercutées sur les valeurs de C_x et g_x, produisant des variations correspondantes de ΔC_x et Δg_x du schéma $4b$. Pour établir cette relation il est nécessaire de trouver les dérivées partielles de C_x et g_x par rapport à C et g du système (4).

Dans le but il est nécessaire de trouver les dérivées partielles $\partial C_x/\partial C$, $\partial C_x/\partial g$, $\partial g_x/\partial C$ et $\partial g_x/\partial g$ dans les différentielles totales de C_x et g_x données approximativement par les expressions

$$\begin{aligned} \Delta C_x &= \frac{\partial C_x}{\partial C}\, \Delta C + \frac{\partial C_x}{\partial g}\, \Delta g,\\ \Delta g_x &= \frac{\partial g_x}{\partial C}\, \Delta C + \frac{\partial g_x}{\partial g}\, \Delta g. \end{aligned} \qquad (4')$$

En portant ces dérivées partielles déduites de (4), dans (4'), nous obtenons les variations ΔC_x et Δg_x de C_x et g_x en fonction de ΔC et Δg :

$$\left.\begin{aligned} \Delta C_x &= \frac{(1 + gR)^2 - \omega^2 C^2 R^2}{[(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2]^2}\, \Delta C - \frac{2RC(1 + gR)}{[(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2]^2}\, \Delta g, &(1)\\ \Delta g_x &= \frac{2\omega^2 CR(1 + gR)}{[(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2]^2}\, \Delta C + \frac{(1 + gR)^2 - \omega^2 C^2 R^2}{[(1 + gR)^2 + \omega^2 C^2 R^2]^2}\, \Delta g. &(2) \end{aligned}\right| \qquad (5)$$

Les formules (5) nous permettent de calculer la variation de capacité ΔC_x et la variation de la conductivité Δg_x d'après les variations données de ΔC et Δg en fonction de la grandeur de R.

Nous allons examiner quelques cas particuliers qui nous permettront de faire plus facilement la comparaison entre les conclusions théoriques et les résultats obtenus expérimentalement.

Premier cas particulier. — Soit $\Delta g = 0$; on admet également que g est très petit et peut être négligé dans les formules (5). En admettant cela les formules (5) prennent la forme

$$\left.\begin{aligned} \Delta C_x &= \frac{1 - \omega^2 C^2 R^2}{[1 + \omega^2 C^2 R^2]^2}\, \Delta C &(1)\\ \Delta g_x &= \frac{2\,\omega^2 CR}{(1 + \omega^2 C^2 R^2)^2}\, \Delta C. &(2) \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

On voit sur ces formules qu'entre ΔC_x et R, et entre Δg_x et R, ΔC étant constante comme à l'éclairement des phosphores polycristallins, il y aura les relations suivantes :

I. Relation entre ΔC_x et R. — *a*) Pour $R = 0$, c'est-à-dire lorsque la résistance active n'est pas insérée en série avec le condensateur de mesure, $\Delta C_x = \Delta C$; la variation de capacité ΔC_x du schéma $4b$ reste constante. Celui-ci est dans ce cas identique au schéma $4a$.

b) $0 < R < \dfrac{1}{\omega C}$; $0 < \Delta C_x < \Delta C$, lorsque la valeur de R croît de 0 à $\dfrac{1}{\omega C}$, il résulte de l'équation (6,1) que ΔC_x diminuera de ΔC à 0 restant plus petit que ΔC, ce qu'on obtient aussi par voie expérimentale.

c) Pour $R = R_0 = \dfrac{1}{\omega C}$, c'est-à-dire lorsque la résistance active insérée en série avec le condensateur de mesure est égale à sa résistance de capacité, il n'y a pas de variation de capacité, dans le schéma équivalent $2b$, c'est-à-dire $\Delta C_x = 0$.

Il résulte, pour la fréquence utilisée, que la valeur de R_0 dépendra de la capacité du condensateur, c'est-à-dire de la grandeur de la perméabilité diélectrique du phosphore polycristallin étudié.

d) Lorsque $R > \dfrac{1}{\omega C}$, il résulte de (6,1) que $\Delta C_x < 0$.

En outre il résulte de (6,1) toujours que ΔC_x acquiert une valeur minime lorsqu'on remplit la condition que la première dérivée de ΔC_x soit nulle par rapport à R ; cette condition mène à l'équation

$$-3 + \omega^2 C^2 R^2 = 0,$$

d'où pour R on obtient la valeur

$$R = \frac{\sqrt{3}}{\omega C} = \sqrt{3}\, R_0 = 1{,}73\; R_0.$$

La valeur minime de ΔC_x pour $R = \sqrt{3}/\omega C$ est

$$\Delta C_{x\min} = \frac{1 - \omega^2 C^2(3/\omega^2 C^2)}{[1 + \omega^2 C^2(3/\omega^2 C^2)]^2} \Delta C = -\frac{1}{8} \Delta C.$$

e) Pour $R \to \infty$, $\Delta C_x < 0$, cette variation restant toujours négative.

Dans les expériences avec les valeurs pour R plus grandes que 120 000 Ohm il n'y a presque pas de variations de la fréquence à l'éclairement des phosphores polycristallins. Les expériences sont faites pour

$$f = 3.10^6 \text{ Hz}, \quad \omega = 6{,}28.3.10^6 \text{ sec}^{-1}, \quad \Delta C = 0{,}36 \text{ pF}.$$

La capacité du condensateur de mesure C est environ 0,9 pF.

A partir des conclusions obtenues théoriquement il résulte de ces données que pour

$$R = 0, \quad \Delta C_x = \Delta C = 0{,}36 \text{ pF},$$

$$R_0 = \frac{1}{\omega C} = \frac{0{,}9}{6{,}28.3.10^6(1/10^{12})} = \frac{0{,}9.10^6}{18{,}84} \approx 4\,7700 \text{ Ohm},$$

$$\Delta C_{x\min} = -\frac{1}{8} \Delta C = -\frac{1}{8} 0{,}36 = -0{,}045 \text{ pF}$$

pour

$$R = R_0 \times 1{,}73 \approx 82\,500 \text{ Ohm}.$$

Sur la figure 5 sont représentées les variations de ΔC_x en fonction de R. La courbe ainsi obtenue possède le même caractère que la courbe de la figure 2 obtenue expérimentalement d'après la méthode des battements.

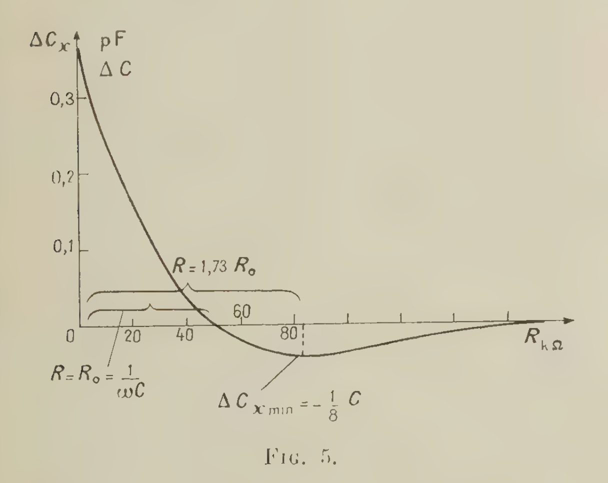


Fig. 5.

Avec la courbe de la figure 5 obtenue théoriquement on a presque la même valeur pour $R = 0$ qu'avec la courbe de la figure 2 obtenue expérimentalement. Les valeurs de R pour lesquelles ΔC_x devient zéro et obtient un minimum dans la courbe obtenue théoriquement sont plus grandes que dans la courbe obtenue expérimentalement par suite du fait que la courbe expérimentale représente à la fois les variations aussi bien de la capacité que celles des pertes, tandis que dans la courbe théorique de la figure 5 la variation des pertes est supprimée.

II. Relation entre Δg_x et R.

a) Pour $R = 0$, il résulte de (6,2) que $\Delta g_x = 0$;

b) lorsque R croît dans les limites de 0 à ∞, Δg_x reste toujours > 0 ;

c) Δg_x obtient le maximum pour une valeur de R qui satisfait à la condition que la première dérivée de Δg_x soit nulle par rapport à R ; cette condition mène à l'équation

$$1 - 3\omega^2 C^2 R^2 = 0,$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{3}\,\omega C} = \frac{R_0}{\sqrt{3}} = 0{,}58 R_0 ;$$

d) la valeur maximum de Δg_x pour $R = \dfrac{1}{\sqrt{3}\omega C}$ est

$$\Delta g_{\max} = \frac{2\omega^2 C(1/\sqrt{3}\,\omega C)}{[1 + \omega^2 C^2(1/3\omega^2 C^2)]^2} \Delta C = 0{,}65\ \omega.\Delta C.$$

Pour une valeur donnée de ΔC, la valeur maximum de Δg_x est proportionnelle à la fréquence f de l'oscillateur.

Par conséquent pour des valeurs de R de 0 à $1/\sqrt{3}\ \omega C$, Δg_x croît sans cesse. Pour $R > 1/\sqrt{3}\ \omega C$, la variation Δg_x diminue en restant toujours positive, et pour $R \to \infty$, $\Delta g_x = 0$.

La forme de la relation Δg_x en fonction de R est représentée graphiquement sur la figure 6.

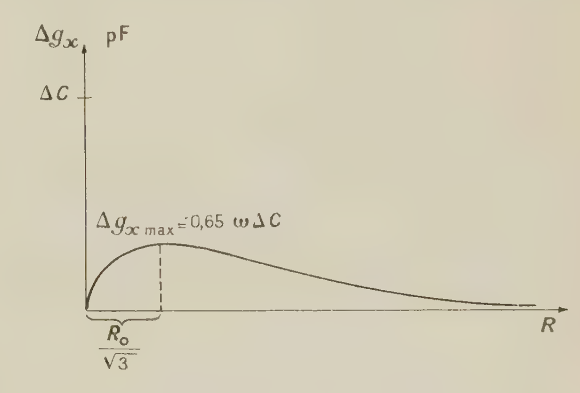


Fig. 6.

L'expérience étant faite pour

$$\Delta C = 0{,}36 \text{ pF}, \quad f = 3.10^6 \text{ Hz}, \quad \omega = 6{,}28.3.10^6 \text{ sec}^{-1}.$$

la valeur maximum de Δg_x est

$$\Delta g_{\max} = 0{,}65.6{,}28.3.10^6.0{,}36/10^{12} = 4{,}5.10^{-6} \text{ Ohm}^{-1},$$

qui est obtenue pour la valeur de

$$R = R_0/\sqrt{3} = 1/\sqrt{3}\ \omega C \approx 27\,600 \text{ Ohm}.$$

Cette conductivité correspond à une résistance insérée en parallèle

$$R' = \frac{1}{g_{\max}} \approx 2{,}22 \cdot 10^5 \text{ Ohm}.$$

Deuxième cas particulier. — On admet que $\Delta C = 0$, et g étant très petit peut être négligé, mais $\Delta g = 0$. Les formules (5) prennent alors la forme

$$\Delta C_x = \frac{-2RC}{(1 + \omega^2 C^2 R^2)^2} \Delta g \quad (1)$$

$$\Delta g_x = \frac{1 - \omega^2 C^2 R^2}{(1 + \omega^2 C^2 R^2)} \Delta g. \quad (2) \qquad (7)$$

I. Relation entre Δg_x et R.

Pour Δg constant (7,2) cette relation est analogue à la relation entre ΔC_x et R (6,1) du cas particulier précédent et elle est représentée graphiquement sur la figure 7.

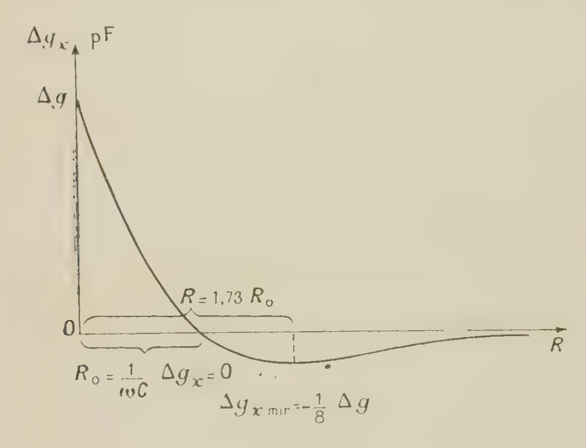


Fig. 7.

II. Relation entre ΔC_x et R :

a) pour $R = 0$, $\Delta C_x = 0$;

b) lorsque R croît de 0 à ∞, ΔC_x reste toujours < 0 ;

c) la plus petite valeur de ΔC_x est obtenue pour une valeur de R qui satisfait à la condition où la première dérivée de ΔC_x soit zéro par rapport à R, c'est-à-dire

$$3\omega^2 C^2 R^2 - 1 = 0,$$

$$R = 1/\sqrt{3}\,\omega C = R_0/\sqrt{3} = 0{,}58\, R_0.$$

$$\Delta C_{x\min} = \frac{-2 \dfrac{1}{\sqrt{3}\,\omega C} C}{\left(1 + \omega^2 C^2 \dfrac{1}{3\omega^2 C^2}\right)^2} \Delta g = -\frac{0{,}65}{\omega} \Delta g.$$

La relation de ΔC_x en fonction de R pour Δg constante est représentée graphiquement sur la figure 8.

Si l'on admet que la conductivité initiale existe et ne peut être négligée, le caractère des courbes ne sera pas changé, mais les valeurs de R, pour lesquelles ΔC_x et Δg_x deviennent nulles, minimums etc..., varieront respectivement.

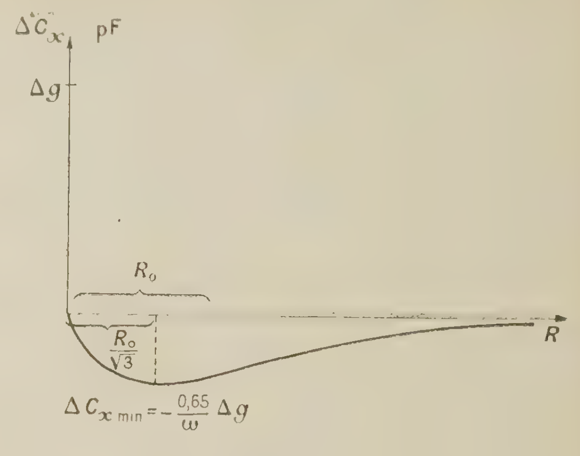


Fig. 8.

Dans le cas général la relation de ΔC_x en fonction de R (5,1) représente la somme des variations données graphiquement sur les figures 5 et 8, et la relation de Δg_x en fonction de R (5,2) est la somme des variations représentées sur les figures 6 et 7.

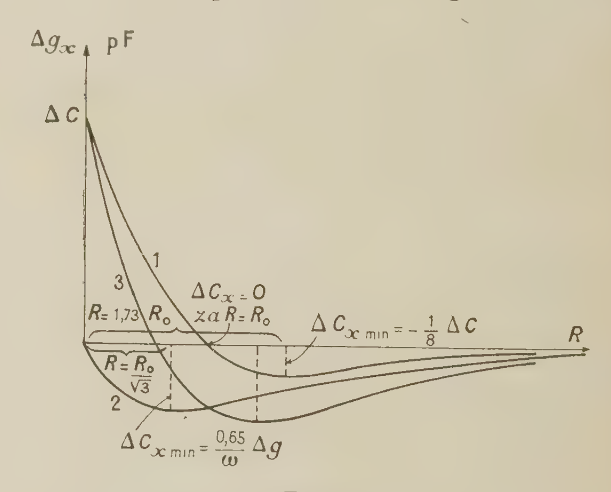


Fig. 9.

Sur la figure 9 sont portés les graphiques des figures 5 et 8 désignés respectivement par (1) et (2) ainsi que le graphique (3) obtenu par leur addition géométrique, c'est-à-dire en superposant les deux effets.

On voit de cette figure que les valeurs de R pour lesquelles ΔC_x devient zéro, obtient un minimum, etc., sont plus petites que celles de la courbe (1), mais elles sont sensiblement plus voisines aux valeurs correspondantes de R dans la courbe sur la figure 2 obtenue expérimentalement d'après la méthode des battements lorsque les deux effets sont aussi superposés.

La courbe sur la figure 2 obtenue expérimentalement et la courbe sur la figure 9 obtenue théori-

quement ne coïncident pas complètement bien que les deux effets soient superposés. Ceci s'explique par le fait que les courbes des figures 5 et 8 sont obtenues en admettant que la conductivité initiale g est petite et elle est négligée, ce qui n'en est pas en réalité.

Le caractère identique des courbes des variations de ΔC_x en fonction de R obtenues théoriquement (*fig.* 5) et expérimentalement (*fig.* 2) montrent d'une façon convaincante qu'à l'éclairement des phosphores polycristallins il se produit des variations de la perméabilité et des pertes diélectriques qui font varier la fréquence de l'oscillateur de mesure dans le même sens.

Manuscrit reçu le 5 mars 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ivanov (S.), Annuaire de l'Université de Sofia, Faculté des Sciences, 1944-1945, XII.

[2] Ivanov (S.), Annuaire de l'École Polytechnique, Faculté de Mécanique appliquée, 1947-1949, **3**, livre 2.

[3] Ivanov (S), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 96 A.

REVUE DES LIVRES

Gontier (G.), **Contribution à l'étude de l'interféromètre différentiel à biprisme de Wollaston.** (1 vol. 18 × 27 cm, 110 pages. Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air, n° 338, Paris, 1957. 1 200 F.)

L'interféromètre en lumière polarisée dont l'école française d'Optique a proposé de nombreuses applications, permet une étude assez facile des écoulements aérodynamiques en soufflerie.

G. Gontier a réalisé pour l'Institut de mécanique des fluides de Lille un « interféromètre différentiel à biprisme de Wollaston ». Il en décrit ici la réalisation.

Après avoir rappelé les principes des différentes méthodes utilisables pour déceler des variations de chemin optique (méthode des ombres, strioscopie, interférométrie classique, interférométrie en lumière polarisée) l'auteur décrit le montage optique (un biprisme de Wollaston est situé classiquement au centre de courbure d'un miroir concave, le dispositif étant placé « entre » polariseurs croisés ou parallèles). Le fonctionnement de l'appareil fait alors l'objet d'une étude poussée. Avant de donner les détails de la réalisation, deux exemples d'applications sont proposés (calcul du champ de l'indice de réfraction d'une lames à faces parallèles, calcul du champ de la masse volumique d'un gaz).

Des notes abondantes complètent l'ouvrage :

— la déviation d'un rayon lumineux *à l'intérieur* d'un milieu isotrope hétérogène, *à travers* une lame transparente hétérogène y est calculée ;

— le fonctionnement de l'interféromètre lorsque le biprisme n'est pas au centre de courbure du miroir est longuement étudié et une méthode d'étude en est déduite.

— A l'aide des 4 méthodes d'études proposées l'épaisseur d'une lame de verre homogène est déterminée.

La mesure directe au palmer permet de juger l'interféromètre et les méthodes proposées.

Cet ouvrage bénéficie du soin habituel apporté aux publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air.

J. Badoz.

Raoult (G.), **Les ondes centimétriques.** (1 vol. 16 × 24 cm, 420 p., 330 figures, Masson et Cie, Paris, 1958, broché 6 500 F, cartonné 7 300 F.)

Il convient d'accueillir avec intérêt cet ouvrage qui peut servir d'introduction aux études plus spécialisées.

Il est constitué d'une quinzaine de chapitres. Le premier expose les raisons qui obligent à abandonner les lois simplifiées et les circuits utilisés en électricité classique. Le deuxième (40 pages) conduit, à partir de la méthode de superposition d'ondelettes, à l'expression des champs électrique et magnétique composant les ondes dans les guides rectangulaires. La déformation progressive de ces guides amène intuitivement aux guides circulaires. Le chapitre III détaille l'étude des lignes, met en relief la notion d'impédance et généralise les résultats en les appliquant aux guides. Le chapitre IV est consacré au diagramme cartésien et au diagramme de Smith. Des exemples classiques de corrections d'impédances par stubs illustrent ces graphiques. Les chapitres V, VI, VII étudient les obstacles et les accessoires : fentes, coudes, pistons de court-circuit et pièges quart d'onde, les modes de couplage entre guides (par trous, Tés, fentes), les changements de lignes et les transformateurs à plusieurs sections. Les mesures en hyperfréquences (chapitre VIII) sont divisées en mesures de puissance (thermistors, bolomètres, charges à eau) et en mesures de fréquences (cavités, ondemètres). Un chapitre spécial de 25 pages est réservé à la mesure des constantes diélectriques. Le fonctionnement des générateurs d'ondes centimétriques, klystrons et magnétrons, est expliqué dans le chapitre X. On y trouve de nombreux clichés : Il aurait été utile d'en indiquer l'échelle. Il est dit un mot de l'amplification moléculaire (Maser).

Après avoir rappelé ce qu'est la détection, l'auteur résume (chapitre XI) en quelques pages la physique du solide et en déduit les propriétés des cristaux semi-conducteurs, puis donne une idée de la préparation des détecteurs dont ils sont l'élément essentiel. La partie suivante (25 pages) traite des antennes.

Les analogies (réflexion, réfraction) des ondes centimétriques avec les ondes optiques sont mises en évidence dans un chapitre particulier. L'auteur met en valeur deux applications des hyperfréquences dont la deuxième est récente : Radio-Astronomie (15 pages) et Résonance paramagnétique (4 pages). En fin de volume, avec quelques rappels sur la notation imaginaire et les unités, se trouve exposée la manière d'arriver directement à partir des équations de Maxwell aux expressions des champs électrique et magnétique dans les guides à section rectangulaire et circulaire.

On peut aborder ce livre et en tirer profit même si on n'a aucune connaissance dans le domaine des ondes centimétriques.

Il ne remplace pas les ouvrages déjà écrits en français sur ce sujet en particulier ceux de MM. Goudet et Chavance (plus théorique) et de MM. Rigal et Voge (qui supposent, par exemple, connue la théorie des lignes). Il est regrettable que les notations utilisées dans ces livres ne soient pas standardisées et que les mêmes lettres n'y désignent pas les mêmes grandeurs.

Il est dommage aussi que M. G. Raoult n'ait proposé aucun exercice au lecteur et, d'autre part qu'un volume de ce prix contienne autant de coquilles et de petites erreurs : oubli dans une expression d'un trait de fonction (ex. : page 39, expression de $\lambda^2 g$) ou d'un facteur (ex. : page 52, page 56 expression de v), etc...

E. Dieulesaint.

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 20, JUILLET 1959, PAGE 66 A.

ÉTUDE DE POLARISEURS A LAMES MINCES DE SÉLÉNIUM

Par Robert DUVERNEY,
Laboratoire de Physique Moléculaire et Cristalline de la Faculté des Sciences de Montpellier.

Résumé. — La transmission de une ou plusieurs lames minces de sélénium inclinées à 68°, pour une vibration rectiligne incidente perpendiculaire au plan d'incidence (composante σ) varie avec la longueur d'onde. Cette transmission résulte de la superposition des différents systèmes d'interférences multiples que l'on met en évidence dans chaque lame. Ces relations de phase expliquent la sélectivité en longueur d'onde et l'excellente polarisation couramment observée pour les polariseurs à lames minces de sélénium.

Le choix des épaisseurs des lames peut être envisagé de façon à tirer profit de ces interférences et à réaliser dans des intervalles de longueurs d'onde donnés (au delà de 10 microns en particulier) des taux de polarisation acceptables avec un nombre réduit de lames.

La transmission d'une vibration rectiligne parallèle au plan d'incidence (« composante π ») n'est pas égale à un.

On propose une explication faisant intervenir la non homogénéité des lames en épaisseur. Les transmissions π les plus faibles observées (0,89 pour 6 lames à 10 μ) sont dues à l'évolution du sélénium rouge en d'autres variétés.

Abstract. — The transmission of thin films of selenium at Brewster's angle depends very much on wavelength. This transmission is produced by the complex superposition of the multiple interferences which exist in each selenium film. It is possible therefore to explain the selectivity in wave length, and the excellent polarisation observed by all authors.

The thickness of the films may be calculated in order to obtain the best polarisation at a given wavelength (beyond 10 μ) with a reduced number of films.

The transmission of the π component is not equal to one ; an explanation, based upon the inhomogeneity in the thickness of each film is proposed. The highest absorptino observed (0,89 for 6 films at 10 μ) results from the transformation of red selenium into other varieties.

I. Introduction. — La polarisation dans l'infra-rouge a fait l'objet de nombreux travaux, qu'il s'agisse de la fabrication de polariseurs [1], ou des diverses applications possibles de cette technique [2]. Nous renvoyons pour plus de détails à notre mise au point bibliographique « Polarimétrie dans l'infra-rouge » [3].

Rappelons toutefois le principe de la polarisation par « pile de glace » dont de La Provostaye et Desains ont fait la théorie [4] : le polariseur est constitué par des lames diélectriques transparentes, à faces parallèles et parallèles entre elles, inclinées sur le faisceau incident d'un angle égal à l'angle de Brewter ; une vibration rectiligne, parallèle au plan d'incidence (composante π) a un pouvoir réflecteur nul, une transmission $T_\pi = 1$; une vibration rectiligne perpendiculaire à la précédente (composante σ) a un pouvoir réflecteur R_σ donné par les formules de Fresnel. La transmission de la composante σ est calculée dans chaque lame en tenant compte des réflexions multiples, mais en supposant que celles-ci ne donnent pas lieu dans chaque lame à des interférences, et que par suite :

$$T_\sigma = \frac{1 - R_\sigma}{1 + R_\sigma} \tag{1}$$

la transmission T_n pour n lames successives est alors :

$$T_n = \frac{1 - R_\sigma}{1 + (2n - 1) R_\sigma}. \tag{2}$$

On définit le taux de polarisation $P = \dfrac{T_\pi - T_\sigma}{T_\pi + T_\sigma}$ et la transmission du polariseur 0,5 T_π, théoriquement 0,50, si le diélectrique est sans absorption. Conn et Eaton montrent que cette théorie n'est pas exacte dans le cas des polariseurs à lames minces de sélénium [5] : le taux de polarisation observé est bien meilleur que celui calculé par la formule précédente, 0,998 pour 8 lames au lieu de 0,89, et expliquent cet écart par le déplacement latéral des rayons réfléchis entre les lames successives, déplacement qui a pour résultat de diminuer le nombre des réflexions multiples et donc la transmission σ.

Nous montrons dans cette étude que cette théorie n'est pas, elle non plus, entièrement satisfaisante car elle ne tient pas compte d'un fait fondamental, déjà signalé par Ambrose, Elliott et Temple [1], à savoir que les lames ont une épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde (3 μ à 8 μ), et qu'il n'est pas possible de considérer les réflexions et réfractions comme totalement incohérentes ; d'ailleurs, si les lames étaient d'épaisseur rigoureusement constante sur toute leur surface, le mécanisme de la polarisation serait celui d'une succession de filtres interférentiels ; chaque lame étant caractérisée par ses coefficients t_0 et r_0 de transmission et de réflexion des amplitudes complexes relatifs à chaque longueur d'onde.

Conn et Eaton insistent à juste titre sur la non

homogénéité des lames mais concluent à un brouillage général de la phase.

Nous montrons que le mécanisme observé est intermédiaire entre celui d'une incohérence totale, et celui d'une cohérence totale à travers toutes les lames : on peut définir chaque lame par ses coefficients de transmission et de réflexion des intensités ; coefficients qui dépendent de la longueur d'onde, et introduisent des relations de phase moins strictes que les coefficients relatifs aux amplitudes complexes : la cessation partielle de cohérence différencie nettement ce mécanisme de celui obtenu avec une couche multi-diélectrique [6], mais le résultat est qualitativement le même, à savoir la sélectivité en longueur d'onde : pour des lames rigoureusement identiques, le polariseur constitue un filtre avec ses bandes d'arrêt de la composante σ (polarisation excellente) et ses bandes passantes (mauvaise polarisation) ; lorsque les lames sont construites « au hasard », les bandes passantes d'un groupe de lames peuvent coïncider avec une bande d'arrêt d'un autre groupe : si cette bande d'arrêt est assez forte, c'est elle qui impose sa transmission très faible, la polarisation est donc bonne pour toute longueur d'onde.

L'étude expérimentale a été conduite de façon à distinguer nettement les transmissions obtenues avec une, deux ou plusieurs lames successivement, ainsi que les mécanismes totalement différents de transmission de la composante σ qui, ayant un pouvoir réflecteur élevé, donne lieu à des réflexions multiples, et de transmission de la composante π qui, ayant un pouvoir réflecteur nul, ne donne pas lieu à ces réflexions multiples. Nous avons toujours opéré pour cela en lumière incidente polarisée rectilignement, soit suivant σ, soit suivant π, ce qui élimine les erreurs possibles provenant des polarisations accidentelles et suffit pour calculer les caractéristiques du polariseur (taux de polarisation et transmission).

Nous avons observé par ailleurs une évolution lente des lames qui se traduit par une baisse de la transmission du polariseur, même pour les longueurs d'onde au delà de 10 μ.

Cette absorption supplémentaire, visible sur la composante π vient évidemment compliquer le mécanisme de la transmission de la composante σ, de toute façon celle-ci baisse, le taux de polarisation reste donc pratiquement le même. Mais la perte de lumière qui en résulte n'est pas négligeable, surtout au delà de 10 μ, où l'énergie est distribuée parcimonieusement par le rayonnement du corps noir.

II. **Appareillage.** — A. Vaporisation sous vide. — Les lames ont été fabriquées par vaporisation sous vide du sélénium sur plaques de verre comme support. L'appareil de vaporisation sous vide, utilisé d'ordinaire pour les aluminures, réalise un vide compris entre 10^{-4} et 10^{-5} mm de mercure. Nous avons admis que l'angle solide, mal défini, dans lequel le sélénium qui est contenu dans un creuset, est projeté, vaut 2π, ce qui correspond à une projection se faisant en moyenne dans la direction du demi-espace opposé au fond du creuset. L'épaisseur moyenne est

$$e_0 = \frac{m}{2\pi}\cdot\frac{1}{\delta}\cdot\frac{1}{D^2}. \quad (3)$$

m, masse de sélénium vaporisée (9,381 g pour une vaporisation), $\delta = 4{,}26$ g/cm^3, densité du sélénium rouge, D distance orthogonale de projection (30 cm).

On calcule alors $e = 3{,}9$ μ en accord avec la mesure interférentielle de l'épaisseur.

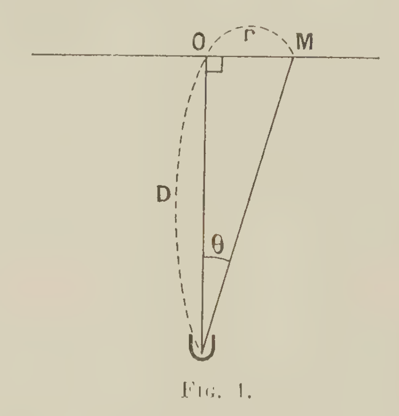


Fig. 1.

L'épaisseur en M (*fig.* 1) est $e = e_0 \cos^3 \theta$ soit si OM $= r$ est petit, une variation d'épaisseur de $\frac{\Delta e}{e} = 3 \text{ tg } \theta . \Delta\theta$. Pour $r = 20$ mm et $D = 300$ mm, $\frac{\Delta e}{e} = 0{,}10$, soit $\Delta e = 0{,}4$ μ pour $e = 4$ μ (0,02 μ par mm de lame en accord avec la déter-

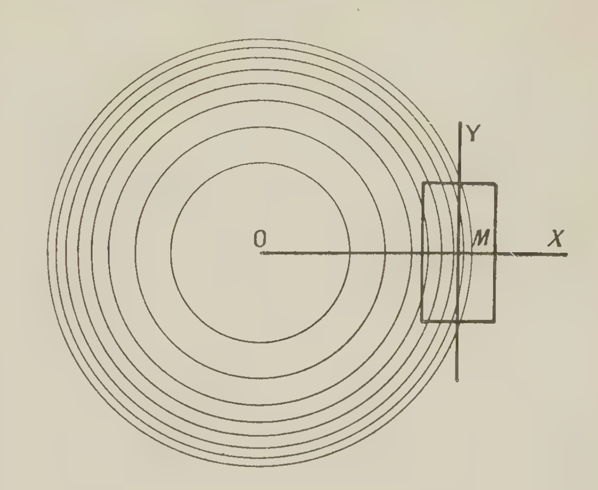


Fig. 2.

mination interférentielle des variations d'épaisseur).

Les lignes d'épaisseur constante (*fig.* 2) sont des cercles centrés sur O, la lame est approximativement prismatique, avec une direction MY de variation minimum d'épaisseur et une direction MX perpendiculaire à la précédente de variation d'épaisseur maximum. Les lignes de niveau se voient d'ailleurs aisément par observation des franges du coin d'air en réflexion et lumière jaune du sodium.

B. Décollage et montage des lames. — Les lames sont décollées, à l'eau, de leur support en verre (*fig.* 3) :

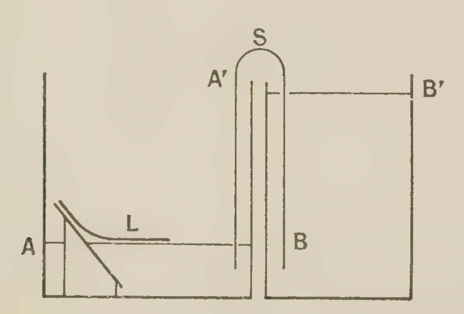


Fig. 3. — Décollage à l'eau des lames de sélénium de leur support en verre.

La montée lente en AB est assurée par le siphon capillaire S ; les molécules d'eau pénètrent sous la lame de sélénium hydrophobe qui vient se placer dans la couche capillaire où on la recueille en fin d'opération flottant à la surface.

Cette méthode convient pour des lames d'épaisseur inférieure à 10 μ

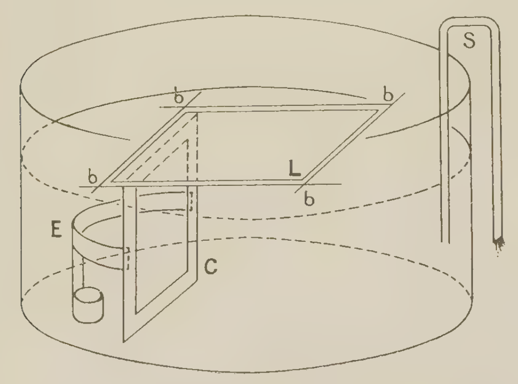


Fig. 4. — Mise en place des lames de sélénium sur leurs cadres.

Il faut éviter de nettoyer les plaques photo à l'acide ou aux alcalis, un simple lavage au savon et rinçage à l'eau distillée est suffisant. Le poli, obtenu de la lame est celui de la plaque qu'il faut choisir sans rayures. La lame est mise en place sur son cadre C par siphonnage inverse (*fig.* 4). Elle est amenée en position à l'aide des bandes (bb) en papier. Le cadre est vertical, tenu par l'étrier E. L'eau en se retirant lentement laisse la lame sur son cadre ; celle-ci y adhère par simple adsorption. Les dimensions d'un cadre (en cuivre rouge de 0,4 mm d'épaisseur) sont celles d'un rectangle de 73 × 40 mm de dimensions extérieures, et de 60 × 27 mm intérieures. Le champ transversal théorique est de 60 × cos 68° = 22,4 mm dans sa plus petite dimension. Les lames sont empilées successivement (*fig.* 5) les unes sur les autres sur les

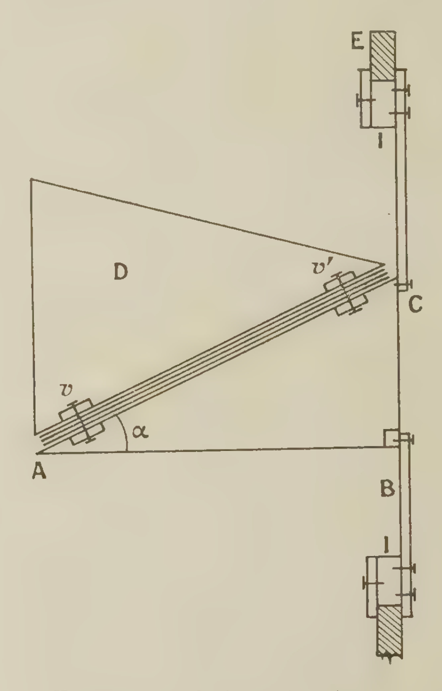


Fig. 5. — Polariseur à 6 lames.

hypoténuses AC de deux équerres rectangulaires en B, formant deux joues parallèles, de 22° en A, fixées en B et C, à un collier I qui peut tourner à l'intérieur de la rondelle fixe E (rotation possible du polariseur).

Un cadre en papier est intercallé entre chaque lame. D est un couvercle de protection qui se visse en v et v' sur les équerres : un léger serrage permet le maintien en place des lames. Le champ transversal pratique pour 6 lames est alors de l'ordre de 20 à 18 mm.

C. Appareillage optique. — Les mesures ont été réalisées à différentes longueurs d'onde :

1° De 0,8 μ à 2 μ, avec un spectroscope à deux prismes de quartz [7] et une cellule au sulfure de plomb comme récepteur. Cet appareil présente là particularité d'avoir un faisceau de sortie parallèle (*fig.* 6). Deux diaphragmes D_1 D_2 permettent de définir l'incidence du faisceau sur les lames L solidaires du secteur S. Un moteur d'entraînement des longueurs d'onde s'arrête pour chacune d'entre

elles et commande le mouvement du secteur S qui, en s'escamotant permet la mesure du I_0 à la même longueur d'onde que celle du I.

Les fentes sont de 0,1 mm à 0,2 mm, le pouvoir de résolution est de 100 environ à 1 μ soit un dλ moyen de 0,01 μ souvent meilleur avec les fentes de 0,1 mm (0,007 μ).

2° De 2 μ à 12 μ, nous avons utilisé un spectroscope à prisme de sel gemme [8] fonctionnant en triple passage associé à un récepteur Perkin-Elmer. Le faisceau de sortie est convergent sur les lames avec un demi-angle au sommet de 4° environ donnant une surface éclairée de l'ordre de 6 à 10 mm × 1 mm.

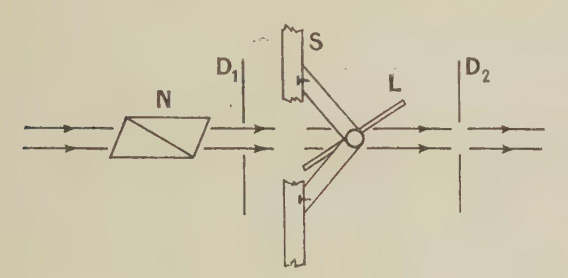


Fig. 6. — Mesure du « I/I_0 » en faisceau parallèle.

3° De 9 μ à 20 μ le prisme de sel gemme est remplacé par un prisme en bromure de potassium fonctionnant lui aussi en triple passage. Les fentes s'élargissent jusqu'à 75/100 de mm vers 20 μ.

La polarisation est obtenue, en dessous de 2 μ par un polariseur de Nicol et dans l'infra-rouge plus lointain par un polariseur à lames de sélénium construit au laboratoire. Ces polariseurs sont placés après la fente de sortie des monochromateurs et immédiatement avant les lames, ce qui élimine les erreurs dues aux polarisations accidentelles. Ces lames peuvent tourner autour de trois axes orthogonaux, ce qui permet de régler l'incidence et l'azimuth de la vibration rectiligne incidente par rapport au plan d'incidence (étude sous l'angle de Brewster).

Linéarité. Fidélité. Précision. — La mesure du I/I_0 se ramène en définitive à la mesure du rapport des élongations de l'appareil enregistreur pour le flux incident et le flux transmis. Nous avons vérifié directement la linéarité de l'ensemble récepteur enregistreur.

Une correction de zéro est nécessaire pour l'un des appareils. La fidélité a été appréciée être meilleure que 0,005. La précision de la mesure du I/I_0 n'est cependant pas supérieure à 1 % compte tenu du bruit de fond inévitable si on veut être un peu au-dessus de l'amortissement critique.

III. **Étude interférentielle d'une lame.**

— A) Généralités. — L'étude interférentielle des lames permet la détermination de leurs caractéristiques optiques. Si R est le pouvoir réflecteur supposé être le même sur les deux faces de la lame, et si le coefficient de transmission de l'épaisseur e de la lame est T, la transmission pour une lame résultant des interférences multiples est donnée par la formule d'Airy :

$$\tau_0(\varphi) = \frac{T(1-R)^2}{1 + R^2T^2 - 2RT\cos\varphi} \quad (4)$$

dans laquelle δ est la différence de marche pour l'épaisseur e et la longueur d'onde λ, φ la phase associée $\varphi = (\delta/\lambda)\,2\pi$.

Des vérifications expérimentales directes de cette formule ont été faites et confirment la validité de transmissions du type de celles d'Airy, dans le cas des lames minces de sélénium ; même pour des lames peu homogènes, le brouillage dû aux variations régulières d'épaisseur se traduisant simplement par une absorption fictive et une modification apparente du pouvoir réflecteur. Les maxima d'interférence peuvent cependant être déplacés en position, mais ils se trouvent au voisinage des $K\lambda = 2\,ne\cos r$ aussi bien pour $r = 0$ que pour r quelconque.

Les valeurs de ces maxima et de ces minima sont, pour une lame homogène :

$$M = T\frac{(1-R)^2}{(1-RT)^2} \quad (5)$$

$$m = T\frac{(1-R)^2}{(1+RT)^2}. \quad (6)$$

Ces formules permettent de calculer R et T à une longueur d'onde donnée, lorsque M et m sont connus ; on peut en effet les écrire

$$R^2 - (2+\alpha)R + 1 = 0\,; \quad (7)$$

$$T = \frac{Y}{R}\,; \quad \alpha = \frac{4M.m}{M-m}\,; \quad Y = \frac{\sqrt{M}-\sqrt{m}}{\sqrt{M}+\sqrt{m}}. \quad (8$$

En particulier, lorsque $M = I$, $Y = R$, quel que soit m, et $T = I$. L'observation de maxima égaux à un est donc un critère commode, à la fois de transparence, d'homogénéité, et d'un mécanisme faisant intervenir les réflexions multiples avec leur phase.

B) Étude de la lame L. — La transmission de la lame L a été déterminée sous incidence nulle avec un diaphragme de 15 × 15 mm². Les résultats sont consignés dans le tableau n° I. On voit que la différence de marche δ de l'ordre de 7 μ à 2,4 μ décroît environ de 3,2 % de sa valeur lorsqu'on passe de 1,038 μ à 0,836 μ tout près de la bande d'absorption du sélénium, ce qui correspondrait à une variation d'indice dans le même intervalle du même ordre de grandeur. Si on admet la valeur de l'indice donnée par Gebbie [9], $n = 2{,}520$ à 1,014 μ. On mesure $\delta = 7{,}26$ μ d'où $e = 1{,}44$ μ pour la lame L.

TABLEAU I

Lame L, incidence nulle

λ_M	0,632	0,662	0,707	0,767	0,836	0,926	1,038	1,196	1,428
M	0,426	0,785	0,925	0,935	0,943	0,955	0,974	0,976	0,986
K	13	12	11	10	9	8	7	6	5
δ	8,2	7,95	7,80	7,67	7,50	7,40	7,26	7,20	7,15
m						0,422	0,444	0,453	0,457

TABLEAU I (*suite*)

λ_M	1,772	2,343	3,5	7
M	0,993	1,00	1,00	1,00
K	4	3	2	1
δ	7,09	7,03	7,00	7,00
m	0,466	0,475	0,485	0,485

Les autres lames étudiées ont donné par cette méthode des épaisseurs variant entre 2 μ et 6 μ ou 8 μ.

Les maxima de la lame L deviennent égaux à un dès 1,8 μ : cette égalité à un est vérifiée à mieux que 0,002 car le « I » du maximum ne diffère pas du « I_0 », de 0,5 mm pour une élongation totale de 250 mm ; cette égalité à un subsiste au delà de 2 μ ovec la même précision. Il en résulte que le sélénium préparé dans nos conditions expérimentales particulières est totalement transparent dans l'infrarouge (du moins peu de temps après sa préparation). La méthode à l'eau permet d'obtenir une égalité parfaite des pouvoirs réflecteurs sur les deux faces de la lame, condition qu'il est moins aisé de réaliser lors de la dissolution du support en nitrate de cellulose dans la méthode d'Elliott. La décroissance des maxima est très faible ; elle ne devient rapide qu'à partir de 0,7 μ dans la bande d'absorption du sélénium. Les minima donnent une variation dans le même sens ; ils tendent dans l'infrarouge vers la valeur 0,485 correspondant à un pouvoir réflecteur de 0,179 en bon accord avec la valeur de l'indice indiquée par Gebbie (2,45 au delà de 2 μ).

Il faut remarquer que la diminution des minima vers le visible indique à la fois une diminution du du coefficientf T de transmission mais surtout une augmentation du pouvoir réflecteur R ; à 0,875 μ on mesure $M = 0{,}950$ et $m = 0{,}425$. On en déduit par les formules [7], [8] $R = 0{,}20$ et $T = 0{,}99$, ce qui prouve que la lame L est encore transparente très près de la bande d'absorption.

Évolution de la lame L. — La même lame L a été réétudiée 6 mois après sa fabrication et a donné de nouveaux résultats (tableau n° II). Les maxima d'interférence ont diminué, surtout près du visible : à 1,3 μ par exemple, le maximum valait 0,98 ; il est devenu 0,83 (baisse de 16 %) ; les minima subissent une diminution plus faible de 0,457 à 0,432, soit de 6 %, conformément aux formules (5 et 6).

TABLEAU II

Évolution de la lame L

λ	0,635	0,665	0,711	0,763	0,836	0,932	1,052	1,221	1,444	1,785	2,34
M	0,360	0,526	0,620	0,665	0,695	0,736	0,770	0,820	0,850	0,900	0,9
K	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3
δ	8,25	7,97	7,83	7,63	7,53	7,45	7,36	7,32	7,22	7,14	7,0
m		0,325	0,379	0,394	0,390	0,405	—	—	0,432	—	0,480

Les différences de marche observées sont, aux erreurs d'expérience près égales aux précédentes ou légèrement supérieures, ce qui correspondrait d'après Barchewitz [10] à la transformation du sélénium rouge en sélénium gris. Ce qui est caractéristique, c'est la baisse de transmission qui se prolonge loin dans l'infrarouge en gardant une valeur sensiblement constante depuis 2 μ et qui explique les valeurs les plus élevées des absorptions mesurées pour la composante π (voir paragraphe V).

C) Étude interférentielle des variations d'épaisseur. — Lorsque la lame n'a pas une épaisseur constante sur toute sa surface, il y a brouillage des interférences : baisse des maxima, hausse des minima, qui dépendent de la surface de lame éclairée, c'est-à-dire de la diaphragmation. La lame L avait été choisie au contraire pour son excellente homogénéité en épaisseur.

D'autres lames nous ont permis d'étudier l'effet de ces variations d'épaisseur. La lame T par

exemple (tableau n° 3), nettement prismatique donne des interférences même avec un diaphragme de 5,5 mm normal aux rayons incidents, sous un angle de 68°, soit une surface de lame de 13 × 5 mm². Les minima en particulier sont beaucoup moins affectés que les maxima et restent inférieurs à 0,20.

Cet « effet de prisme » diminue évidemment quand la longueur d'onde augmente. Dans l'infrarouge lointain, le mécanisme de la transmission devient celui d'une lame à faces parallèles.

TABLEAU III

LAME T
(INCIDENCE 68°, COMOSANTE σ, ÉPAISSEUR MOYENNE 4μ)

SURFACE DU DIAPHRAGME EN MM²	*K*	4	9	16	25
M	14	0,544	0,503	0,471	0,425
m	14,5	0,152	0,136	0,143	0,150
M	15	0,518	0,475	0,435	0,401
m	15,5	0,155	0,149	0,159	0,163
M	16	0,495	0,457	0,426	0,400
m	16,5	0,174	0,161	0,176	—
M	17	0,449	0,412	0,374	0,350
m	17,5	0,150	0,145	0,155	0,157

IV. **Transmissions de la composante σ. Mécanisme de la polarisation.** — A) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Nous avons fait deux séries d'expériences : 1° nous avons étudié les interférences multiples, à des longueurs d'onde inférieures à 2 microns ; 2° nous avons étudié, au delà de 2 μ l'élimination progressive de la composante σ entre 6 μ et 20 μ lorsqu'on augmente le nombre des lames.

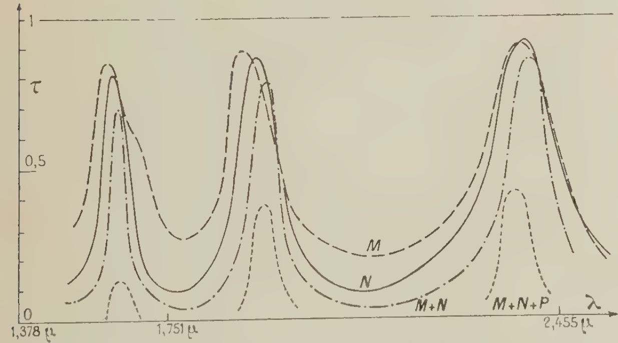


FIG. 7. — Interférences multiples dans une, deux, trois lames successives ; abscisses : longueurs d'onde en microns ; ordonnées : valeurs des transmissions mesurées

Les lames *M* et *N* (*fig.* 7) ont une épaisseur voisine (2,5 μ). Elles donnent des interférences multiples nettes avec un diaphragme carré, normal au faisceau de 10 × 10 mm² (soit 25 × 15 mm²) de lame. Les maxima ne sont pas égaux à un, augmentent avec la longueur d'onde : la non homogénéité relative des lames diminue. Les minima de *N* valent 0,10, valeur du minimum des interférences multiples. La lame *M* a des minimum plus élevés (0,20 à 2 μ) qui augmentent vers la bande d'absorption ce qui indique qu'il s'agit d'un brouillage des interférences.

Les deux lames *M* et *N* placées l'une contre l'autre (courbe *M* + *N*) donnent des interférences analogues à celles de *M* ou de *N* il faut cependant noter un affinement visible dont nous donnons, plus loin une interprétation théorique.

La lame *P* ajoutée aux lames *M* et *N* (courbe *M* + *N* + *P*) ne brouille pas les interférences de *M* et de *N* : on retrouve les maxima de ces deux lames, affaiblis mais à des positions voisines des maxima précédents.

Nous avons reporté à une plus grande échelle les maxima situés à 2,45 μ (*fig.* 8). Les courbes *M* et *N*

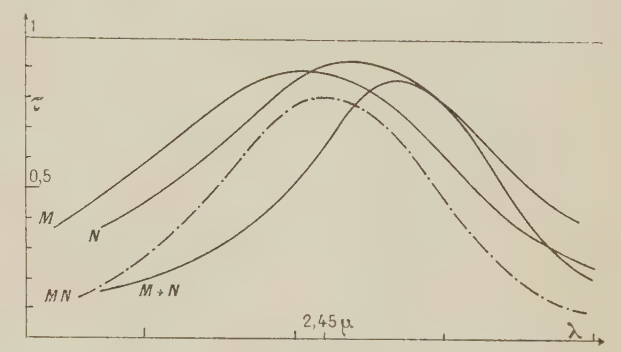


FIG. 8. — Étude des maxima à 2,45 microns ; abscisses les longueurs d'onde ; ordonnées : les transmissions mesurées.

représentent les transmissions des lames *M* et *N*. La courbe *M* + *N* est la transmission mesurée de l'ensemble des deux lames ; la courbe (*M*.*N*) est le produit, à chaque longueur d'onde des transmissions de *M* et de *N*. On constate que cette courbe *MN* peut être amenée approximativement en coïncidence avec la courbe *M* + *N* directement observée (courbe *MN'* de la figure 9), par une translation parallèle à l'axe des λ.

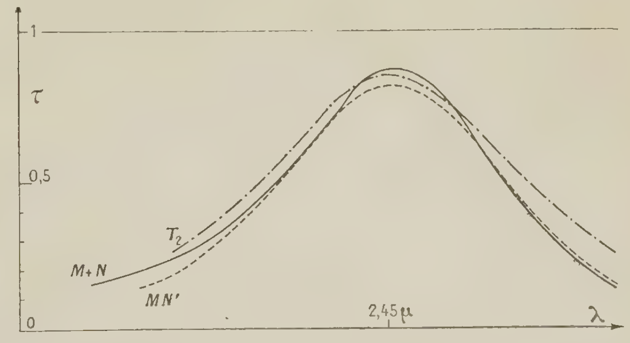


FIG. 9. — Comparaison de courbes théoriques à la courbe expérimentale (*M* + *N*) ; abscisses : longueurs d'onde ; ordonnées : les transmissions.

La transmission de deux lames est donc voisine du produit des transmissions de chacune. Le décalage en longueur d'onde entre les deux courbes (MN) et ($M + N$) est sans doute dû à la non homogénéité des lames et à la difficulté de définir expérimentalement des régions vraiment identiques de ces lames au cours des trois expériences M, N, et $M + N$.

On note que les valeurs observées $M + N$ sont plus grandes que le produit $M.N$, au maximum ainsi que sur les côtés de la bande passante.

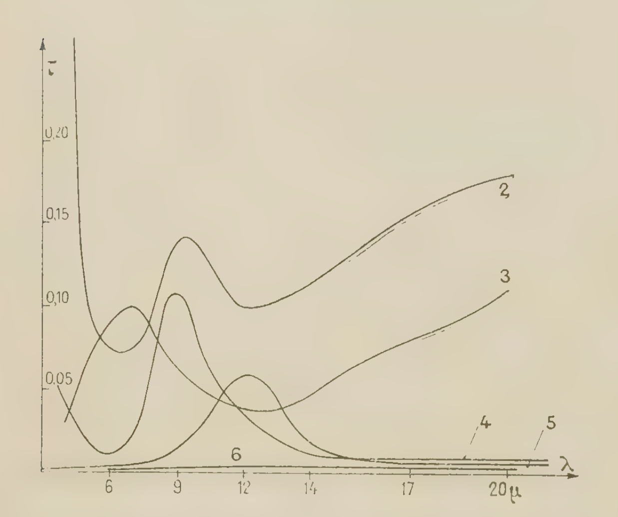


Fig. 10. — Transmission de 2, 3, 4, 5, 6 lames successives. abscisse : les λ ; ordonnée : transmission.

2° Les courbes de la figure 10 représentent à chaque longueur d'onde la transmission de la vibration rectiligne σ dans l'intervalle allant de 6 μ à 20 microns ; celle de la première lame n'a pas été tracée ; elle présente un maximum d'ordre 1 de 0,91 à 13 μ et s'étale de part et d'autre de 13 μ, le maximum d'ordre 2 étant à 6,5 μ conformément à la formule d'Airy.

Le fait fondamental est que la transmission varie avec la longueur d'onde : elle passe par deux minima et un maximum dont la position ainsi que l'intensité varie avec le nombre des lames. Pour 4 lames il y a à 6 μ une véritable bande d'arrêt (transmission 0,01). Le deuxième minimum, de 0,01 également s'étale au delà de 14 μ. Le taux de polarisation de 14 à 20 μ est de 0,98 alors que le taux calculé par la formule de de la Provostaye n'est que de 0,80.

Avec 5 lames, la bande passante est affaiblie (maximum de 0,06 au lieu de 0,11 pour 4 lames), la bande d'arrêt s'étale en deçà de 6 μ vers le proche infrarouge, avec des transmissions difficilement mesurables, inférieures à 0,01. Avec 6 lames, le taux de polarisation est sûrement supérieur à 0,98 pour tout l'intervalle allant de 2 à 20 microns.

B) Interprétation théorique. — Ces expériences montrent que le mécanisme de la polarisation est plus compliqué que ne l'indique la théorie de de la Provostaye et Desains : une théorie correcte doit tenir compte des effets de phase dans les lames.

Il semblerait, à cause de la non homogénéité des lames que le mécanisme de cohérence totale soit à éliminer *à priori* ; il n'y a pas non plus cessation complète de cohérence, c'est pourquoi il nous a paru vraisemblable de supposer, en première approximation que chaque lame peut être caractérisée par son coefficient de transmission des intensités. Dans cette hypothèse, et si on suppose que les lames sont transparentes, la transmission pour n lames successives est, compte tenu des réflexions entre lames :

$$T_u = \frac{\tau(\varphi)}{n - (n - 1)\,\tau(\varphi)}. \qquad (9)$$

Nous avons essayé de vérifier cette formule dans le cas des deux lames M et N précédentes qui ont l'avantage d'avoir des épaisseurs voisines. Nous avons pris pour τ les valeurs mesurées des transmissions de la lame N et nous avons construit la courbe T_2 figurée sur la figure 9 : on voit que cette dernière courbe théorique est bien au voisinage de la courbe expérimentale ($M + N$).

On peut se demander quelle est alors la signification du produit des intensités, qui, lui aussi, donne un ordre de grandeur correct de la transmission ? ce produit représente tout simplement la transmission que l'on obtiendrait si les réflexions entre les lames n'existaient pas. La formule (9) s'écrit dans le cas où $\tau = 1 - \varepsilon$,

$$T_n = \frac{1 - \varepsilon}{1 + (n - 1)\,\varepsilon} \simeq (1 - n\varepsilon) \simeq \tau^n.$$

Le produit des intensités et l'expression (9) coïncident donc lorsque les lames sont au voisinage d'un maximum de transmission : les réflexions sont nulles, elles n'interviennent pas. Par contre, au voisinage d'un minimum de transmission, ces réflexions sont maximum et seule (9) est correcte.

Il est à remarquer cependant que le calcul suppose les lames planes et parallèles entre elles ; or ce n'est pas le cas pour les lames de sélénium qui présentent de nombreux plis dont nous avons évalué l'amplitude moyenne au microscope : le plan de la lame, en direction, peut varier de 1° produisant une indétermination sur la direction des rayons réfléchis entre deux lames successives de 2° ; le déplacement au foyer d'un miroir de 5 cm de focale est de 1,8 mm : de nombreux rayons peuvent être éliminés et ne rencontrent pas la cible qui est souvent de petite dimension (2 mm × 0,2 mm pour la pile Perkin-Elmer, 2 mm × 2 mm pour le Golay).

La formule (9) donne donc probablement une valeur maximale de la transmission σ.

C. Conclusion. — Nous venons de voir qu'il est difficile, en toute rigueur de « calculer » à proprement parler, la transmission d'un polariseur à lames minces de sélénium : la transmission τ introduite dans la formule (9) dépend de nombreux facteurs : variations d'épaisseur à l'intérieur de la surface S, causes diverses de cessation de cohérence à travers la lame, etc...

a) *Les lames sont identiques et transparentes.* — Admettons que chaque lame est caractérisée par sa transmission τ_0 calculée par la formule d'Airy où l'on fait $\tau = I$ et $R = 0{,}5$ (pouvoir réflecteur de la composante σ) ;

$$\tau_{01} = \frac{1}{5 - 4 \cos \varphi}.$$

Nous avons consigné dans le tableau n° IV les valeurs de τ_{01} et de la transmission correspondante de 2, 3, 4, 5, 6 lames successives, lorsque φ varie de 0° à 180° ; la figure n° 11 est la représentation graphique des fonctions T_n : on voit qu'avec seulement deux lames « au minimum » la transmission n'est déjà que de 0,05 au lieu de 0,20 dans l'hypothèse d'une cessation totale de cohérence, et de 0,01 si l'on fait le produit des minima de transmission sans tenir compte des réflexions entre le lames.

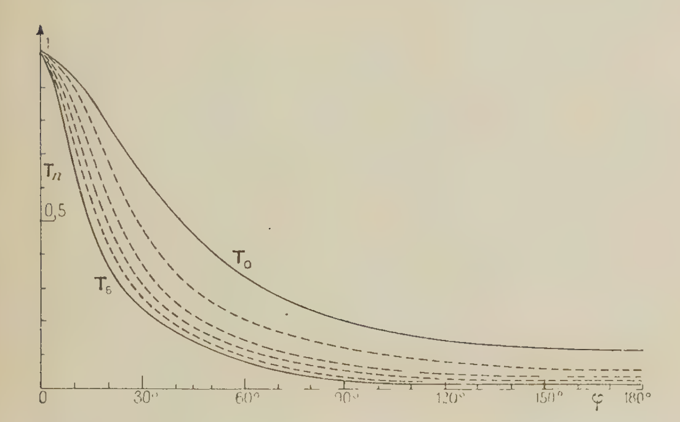


Fig. 11. — Courbes théoriques de la transmission σ ; en abscisse : angle de phase de chaque lame ; en ordonnée : transmission calculée par la formule (9).

Les différentes transmissions se situent les unes au-dessous des autres, au fur et à mesure que le nombre des lames va en augmentant ; la bande d'arrêt s'approfondit, la bande passante s'affine, comme nous l'avons déjà remarqué expérimentalement.

b) *Les lames sont d'épaisseurs différentes.* — Dans ce cas, les maxima de transmission du polariseur ne sont pas, comme nous l'avons observé égaux à un, car les maxima de certaines lames sont coupés par les bandes d'arrêt des lames qui sont à leur « minimum ». Le calcul correct peut se faire en utilisant les formules de récurrence de Tuckermann [11]. Si par exemple le polariseur est constitué de deux groupes de lames : les m premières ayant la même épaisseur e_1 et les p dernières une épaisseur différente e_2 ($m + p = n$). Chacun des deux groupes aura des coefficients propres de réflexion et de transmission donnés, par exemple par les formules (9) prises pour $n = m$, $p = n$. La transmission du polariseur sera :

$$T_n = \frac{\tau_m \cdot \tau_n}{1 - \rho_m \rho_p} \quad \text{avec} \quad \rho_m + \tau_m = 1 \quad \text{et} \quad \rho_p + \tau_p = 1. \qquad (10)$$

Si on suppose que la phase des deux premières lames est de 180° pour la longueur d'onde considérée, le tableau n° IV donne $T_2 = 0{,}05$; si les quatre dernières lames ont une phase qui diffère de la précédente de 90°, $T_4 = 0{,}059$. On calcule que T_6 vaut 0,029, valeur du même ordre de grandeur que le produit des intensités des deux groupes de lame.

TABLEAU IV

φ	0°	30°	45°	60°	90°	120°	135°	150°	180°
T_1	1	0,65	0,46	0,334	0,20	0,143	0,128	0,118	0,110
T_2	1	0,48	0,30	0,20	0,11	0,077	0,068	—	0,055
T_3	1	0,38	0,22	0,143	0,077	0,053	0,047	—	0,04
T_4	1	0,32	0,175	0,11	0,059	0,039	—	—	0,03
T_5	1	0,27	0,145	0,091	0,047	0,032	—	—	0,024
T_6	1	0,236	0,125	0,077	0,04	0,027	—	—	$0{,}02_4$
T_7	1	0,21	0,108	0,067	0,035	0,023	—	—	0,0175

V. **Transmission de la composante π.** — A. Résultats expérimentaux. — La lame *U* (*fig.* 12) a une transmission voisine de 1 qui croît régulièrement depuis 0,96 à la longueur d'onde de 0,724 μ jusqu'à 0,98 au delà de 2 μ valeur qui reste constante jusqu'à 20 μ.

Quelle que soit la lame utilisée, nous n'avons jamais obtenu de transmissions supérieures à 0,98 même (comme c'est le cas pour la lame *U*) en mesurant cette transmission le plus rapidement possible après le décollage (la lame ayant très peu évolué).

Une série de lames, montées successivement à la suite les lunes des autres a donné les transmissions suivantes : à la longueur d'onde de 14 μ :

Nombre de lames	1	2	3	4	5	6
T_π	0,96	0,95	0,95	0,96	0,96	0,93

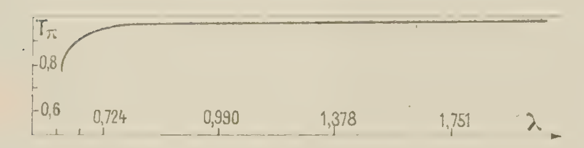


Fig. 12. — Transmissions mesurées de la composante π abscisses : longueurs d'onde en microns ; ordonnées : les transmissions.

On note que la transmission n'a pas varié pour une lame et pour 5 : la première était ancienne, ce qui explique la première transmission 0,96, les 5 autres lames ont été montées immédiatement après leur fabrication : cette expérience confirme donc leur transparence. Par la suite la transmission baisse et devient par exemple 0,89 au bout de 2 mois pour les 6 lames ci-dessus.

B. Discussion. — L'absorption observée peu provenir de différentes causes :

1° État de polarisation de la lumière incidente. — En admettant 1 % de lumière σ dans la lumière π (ce qui est bien improbable, la polarisation par les nicols où les polariseurs à sélénium étant meilleure) la transmission π pour une lame oscillerait entre 1 et 0,99 valeurs, plus élevées que les transmissions observées.

2° Convergence des faisceaux. — Les formules de Fresnel indiquent que le pouvoir réflecteur vaut 0,008 pour la composante π à 5° d'écart à 68° angle de Brewster pour le sélénium ; la transmission serait de l'ordre de 0,98 (en non cohérence) et comprise entre 1 et 0,94 (maxima et minima dans le cas de cohérence totale). Nous avons fait une série d'expériences en délimitant les faisceaux par des diaphragmes petits afin de définir l'incidence au moins, à 1° près : cela n'a pas modifié les résultats. Ce facteur angle d'incidence intervient peu dans la réalité.

3° Effet des variations d'épaisseur en cohérence totale. — Pour la composante π, sous l'incidence de Brewster, $R_\pi = 0$ et les coefficients relatifs aux amplitudes pour une lame supposée transparente, sont :

$$r_{0\pi} = 0 \quad \text{et} \quad t_{0\pi} = \exp.(-i\varphi/2).$$

Lorsque la lame a une épaisseur régulièrement variable, on peut définir dans un domaine (s) de lame un coefficient moyen :

$$t = \frac{1}{\varphi_2 - \varphi_1}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} e^{-\frac{i\varphi}{2}}\,d\varphi = \frac{2i}{\varphi_2 - \varphi_1}\left[e^{-\frac{i\varphi_2}{2}} - e^{-\frac{i\varphi_1}{2}}\right]$$

ce domaine (s) de cohérence totale, a une transmission en intensité :

$$\tau = t.t^{+} = \left(\sin\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{4} \Big/ \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{4}\right)^2$$

qui est plus petite que un puisque φ_2 est différent de φ_1.

Dans la mesure où l'on peut décomposer ainsi la surface totale S de la lame en de tels domaines (s), ayant une transmission plus petite que un, on peut trouver dans ce mécanisme une cause possible de transmission π plus petite que un. Plus les domaines de cohérence s sont petits plus $\varphi_2 - \varphi_1$ est faible et voisin de un : ceci doit être le cas pour les lames de sélénium, l'étude de la transmission de la composante σ ayant montré justement une cessation partielle de cohérence à travers la lame.

Si on suppose, par exemple, un domaine (s) de l'ordre de 2 × 2 mm² pour une lame prismatique de 0,015 μ/mm on trouve pour la longueur d'onde de 1 μ : $\tau = 0,98$.

4° Évolution des lames. — L'évolution des lames est responsable des valeurs les plus faibles des transmissions mesurées : ceci explique d'ailleurs l'éventail des résultats expérimentaux des différents auteurs : Barchewitz indique 0,90 pour 6 lames, Hodgson [12] 0,70, Ambrose 0,94, nous-mêmes 0,93 ou 0,89.

L'observation des lames au microscope montre la présence de nombreux cristallites ou d'amas amorphes au milieu du sélénium qui correspondent à ceux étudiés en détail par Keck [13]. Ces impuretés jouent-elles un rôle dans une absorption de nature photoconductive ? C'est vraisemblable en dessous de 2 μ mais plus problématique vers les grandes longueurs d'onde.

Les dimensions de ces impuretés sont de 1 à quelques microns, ce qui amènerait à envisager des mécanismes de diffraction ou encore de diffusion du genre diffusion de Mie [14] qui permettrait peut-être de rendre compte de l'absorption vers les grandes longueurs d'onde (bien que le mécanisme de Mie suppose essentiellement des grains diffusant rigoureusement identiques, ce qui n'est pas le cas ici).

Cette évolution de la lame semble tendre vers une limite, la transmission se fixe à une valeur qui est, somme toute, élevée : les polariseurs au sélénium avec leur excellente polarisation restent bien aussi les plus transparents dans l'infrarouge.

VI. **Conclusion.** — Le mécanisme de la polarisation par les lames minces de sélénium est de nature interférentielle : la phase de chaque lame joue un rôle plus ou moins complexe. L'importance de ces « effets de phase » peut passer inaperçu

lorsque les lames ont des épaisseurs différentes et que les phases semblent se contrarier ; il n'y a pas pour autant cessation totale de cohérence ; une cohérence partielle subsiste qui explique la polarisation obtenue, meilleure que celle calculée en supposant une cessation totale de cohérence.

Il semble que l'on ait intérêt, au point de vue pratique, à ne pas choisir au hasard les lames qui constituent le polariseur, comme cela se fait d'habitude : il faut éviter en particulier les épaisseurs de lame qui donnent une bande passante (moins bonne polarisation) dans l'intervalle de longueur d'onde utilisé. On pourra par exemple calculer deux épaisseurs de lames telles que leurs phases diffèrent de 90° dans tout cet intervalle ; le choix de m et p (voir ci-dessus) se fait par tâtonnement en utilisant le tableau IV et la formule [10] afin d'obtenir la transmission théorique la plus faible.

On peut envisager aussi de fabriquer des lames toutes de même épaisseur, ayant leur minimum d'ordre 1/2 au milieu de l'intervalle de longueur d'onde utilisé : pour des lames de 2,07 μ, le maximum d'ordre 1 est à 10 μ, le minimum d'ordre 1/2 est à 20 microns avec 4 lames la polarisation sera théoriquement de 0,94 : nous avons effectivement observé que la polarisation devenait rapidement bonne pour les grandes longueurs d'onde, lorsque les lames fonctionnent avec des ordres de marche faibles, compris entre 1 et 2, ou même comme dans l'exemple ci-dessus entre 0 et 1.

Ce travail a été réalisé au laboratoire de Mlle Vergnoux, Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

Nous remercions Mlle Vergnoux de l'aide précieuse dont elle n'a pas cessé de nous faire profiter.

Qu'il nous soit permis aussi d'exprimer notre gratitude à M. Jean Lecomte, Directeur de Recherches pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Nous remercions enfin M. Ch. Bouhet, Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier, qui a rendu ce travail possible en nous prêtant aimablement l'appareil de vaporisation sous vide, utilisé d'ordinaire pour les aluminures et qui a été monté par MM. L. Cecchi, Chef de Travaux et L. Danyach, Assistant à la Faculté.

Manuscrit reçu le 7 mars 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Elliott, Ambrose et Temple, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1948, **38**, n° 2, 212.
[2] Mathieu (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 249.
[3] Duverney (R.) et Mlle Vergnoux (A. M.), *J. Physique Rad.*, août, septembre 1957, **18**, 527.
[4] De la Provostaye et Desains, *Ann. Chim. Phys.*, 1850, **30**, 158.
[5] Conn et Eaton, *J. Opt. Soc. Amer.*, July 1954, 553.
[6] Rouard, *Mémorial des Sciences Physiques*, 1952, fascicule LV, 45.
[7] Vergnoux (A. M.), *Thèse*, Paris.
[8] Vergnoux (A. M.) et Deloupy (C.), *Revue d'Optique*, 1958, 343.
[9] Gebbie (H. A.) et Saker (E. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **64**, 360.
[10] Barchewitz et Henry (L.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 639.
[11] Tuckermann (L. B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1947, 818.
[12] Hodgson, *Proc. Phys. Soc.*, B 1955, **65**, 593.
[13] Keck, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 1.
[14] de Vore (J. R.) et Pfund (A. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, octobre 1947, 826.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 20, JUILLET 1959, PAGE 76 A.

DE L'EMPLOI DES MATIÈRES PLASTIQUES COMME INSOLATEURS A BAS POTENTIEL

Par H. MASSON,
Laboratoire de Physique Météorologique, Faculté des Sciences de Dakar.

Résumé. — L'échauffement par le soleil de quantités importantes d'eau peut se faire commodément en utilisant des gaines en matière plastique. On expose ici comment il est possible de calculer rapidement les possibilités de ce genre d'insolateur dans les conditions d'emploi données.

Abstract. — Heating of large quantities of water by means of the sun, can be easily done by the use of containers made of plastic material. Calculations necessary for such insolators, under practical conditions, are given in a simplified manner.

On appelle insolateur à bas potentiel un dispositif de chauffage permettant d'obtenir des élévations de température relativement faibles. Sont par conséquent exclus de la définition les appareils utilisant la concentration des rayons solaires. Le fluide à échauffer peut être liquide ou gazeux. Dans ce qui va suivre, nous considérerons uniquement le cas de l'eau.

S'il s'agit d'échauffer de faibles quantités d'eau c'est-à-dire d'obtenir des températures maximum, on peut recouvrir l'eau d'une substance destinée à absorber la chaleur et à la transmettre à l'eau (tôle noire par exemple). La théorie du procédé a fait l'objet d'une étude précédente [1].

On peut au contraire envisager d'élever de quelques degrés l'eau s'écoulant sous un grand débit. Dans ce cas il faudra utiliser de grandes surfaces et l'insolateur précédent, d'un prix de revient trop élevé au m², n'est plus rentable.

Dans ce qui va suivre on étudiera l'échauffement de l'eau circulant dans des « gaines » de matière plastique transparente. Les gaines utilisées doivent être évidemment d'un prix de revient assez bas, par mètre carré.

On sait que par application du procédé Claude Boucherot on peut utiliser en vue de la production de la force motrice les faibles différences de température qui existent entre la surface des mers tropicales et le fond (Énergie thermique des mers). Ces différences de température sont faibles (de l'ordre de 20 °C). On conçoit qu'une élévation peu importante de la source chaude puisse avoir pour conséquence une augmentation sensible du rendement théorique. On peut admettre en effet que pour les pressions considérées le rendement est proportionnel au carré des différences de température des sources.

Définition du paramètre. — On suppose la température de la gaine égale à celle de l'eau. L'ensemble est transparent. Toute la radiation incidente n'est donc pas utilisée. Si Q est le nombre de calories reçues du soleil par seconde et par cm², une fraction KQ seulement servira à échauffer l'eau.

Soit x la longueur du parcours de l'eau soumise à l'échauffement, V sa vitesse, l la largeur de la gaine ; θ la durée du parcours, $S = lx$ est donc la surface insolée. La température de l'eau à l'entrée est t_i. t est sa température quand elle a circulé pendant le temps θ. On désigne par t_a la température de l'air et par t_s la température du sol. Pendant le temps $\mathrm{d}\theta$ l'espace parcouru par l'eau $\mathrm{d}x = V\,\mathrm{d}\theta$. C_p et C'_p sont les coefficients de perte des parois en contact avec l'air et avec le sol. Ce sont respectivement les quantités de chaleur perdues par seconde et par cm² de parois quand il y a entre cette paroi et le milieu (air ou sol) une différence de température de 1 °C.

Étude théorique. — L'eau durant le temps $\mathrm{d}\theta$ reçoit la quantité de chaleur $KQl\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\theta$. Mais pendant ce même temps elle perd par les parois :

$$C_p\, l\, \mathrm{d}x\, \mathrm{d}\theta(t - t_a) \quad \text{et} \quad C'_p\, l\, \mathrm{d}x\, \mathrm{d}\theta(t - t_s).$$

La quantité de chaleur conservée par l'eau sert à élever la température de la tranche considérée. Cette quantité de chaleur s'exprime par $\sigma V\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}t$ en appelant σ la section droite de la gaine.

On a donc l'équation :

$$KQl\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\theta - C_p(t - t_a)\, l\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\theta - C'_p(t - t_s)\, l\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}\theta = \sigma V\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}t$$

et puisque $\mathrm{d}x = v\,\mathrm{d}\theta$

$$KQl\,\mathrm{d}\theta - C_p(t - t_a)\, l\,\mathrm{d}\theta - C'_p(t - t_s)\, l\,\mathrm{d}\theta = \sigma\,\mathrm{d}t. \quad (1)$$

Soit t_i la température au temps zéro.
Si

$$C_p = C'_p = 0 \qquad \mathrm{d}t = \frac{KQl\,\mathrm{d}\theta}{\sigma} \qquad t - t_i = \frac{lKQ}{\sigma}\,\theta.$$

S'il n'y a pas de perte, l'élévation de température $\Delta t = t - t_i$ est proportionnelle à Q.

[1] *Journal de Physique et le Radium* (*Physique appliquée*, juin 1956, 17, pp. 108 A-110 A).

Dans la suite nous supposerons toujours C_p et $C'_p \neq 0$.

L'équation (1) donne donc :

$$d\theta = \frac{\sigma}{l} \frac{dt}{KQ + C_p t_a + C'_p t_s - (C_p + C'_p) t}$$

$$= -\frac{\sigma}{l(C_p + C'_p)} \frac{dt}{t - \dfrac{KQ + C_p t_a + C'_p t_s}{C_p + C'_p}}.$$

En intégrant et en tenant compte de la température initiale t_i de l'eau on obtient :

$$t - \frac{KQ + C_p t_a + C'_p t_s}{C_p + C'_p}$$

$$= \left(t_i - \frac{KQ + C_p t_a + C'_p t_s}{C_p + C'_p}\right) e^{-\frac{l}{\sigma}(C_p + C'_p)\theta}.$$

Posons

$$B = \frac{KQ + C_p t_a + C'_p t_s}{C_p + C'_p}$$

l'équation précédente devient :

$$t - B = (t_i - B)\, e^{-\frac{l}{\sigma}(C_p + C'_p)\theta}$$

et en écrivant $\Delta t = t - t_i$

$$\Delta t = (B - t_i)\left(1 - e^{-\frac{l}{\sigma}(C_p + C'_p)\theta}\right) \qquad (2)$$

Si $\theta = 0 \qquad \Delta t = 0 \qquad t = t_i$

Si $\theta = \infty \qquad t = B = \dfrac{KQ + C_p t_a + C_p t_s}{C_p + C'_p}.$

Les coefficients de perte. — En pratique $C_p \# C'_p$. On peut écrire : $C_p = C'_p = C$ d'où

$$B = \frac{KQ}{2C} + \frac{t_a + t_s}{2}.$$

Quand C est très grand $B \# \dfrac{t_a + t_s}{2}$.

Il est commode pour calculer C de prendre $Q = 0$ (on laisse le système se refroidir). Δt est alors négatif. L'équation (2) devient :

$$\Delta t = \left(\frac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)\left(1 - e^{-2lC\theta/\sigma}\right)$$

D'où

$$C = \frac{\sigma}{2l\,\theta} \operatorname{Log}\left(\frac{t_a + t_s - 2t_i}{t_a + t_s - 2t_i - 2\Delta t}\right).$$

Dans le cas d'une gaine cylindrique l'expression se simplifie. Si d est le diamètre du cylindre

$$\left(l = \frac{\pi d}{2}\right)$$

$$C = \frac{d}{4\theta} \operatorname{Log}\left(\frac{t_a + t_s - 2t_i}{t_a + t_s - 2t_i - 2\Delta t}\right). \qquad (3)$$

On peut étudier le refroidissement d'un cylindre plein d'eau dont les parois sont constitués par un échantillon de la matière plastique étudiée. La moitié de la surface rayonne dans l'air, l'autre moitié est en contact avec le sol. En appliquant la relation (3) à un cylindre de Rilsan (épaisseur 150 μ) et à un cylindre de Polyane (épaisseur 75 μ) on obtient :

Pour le Rilsan :

$$C = \frac{3,2}{10^4} \pm \frac{0,2}{10^4} \text{ C. G. S.}$$

Pour le Polyane :

$$C = \frac{8,0}{10^4} \pm \frac{0,2}{10^4} \text{ C. G. S.}$$

Discussion. — La courbe représentative de Δt en fonction du temps (équation 2) est de la forme indiquée sur la figure 1. Δt croît constamment. La concavité de la courbe reste tournée vers les ordonnées négatives. Au temps $\theta = \dfrac{\sigma}{2lC}$ l'élévation de température atteint les 63/100 de sa valeur maximum.

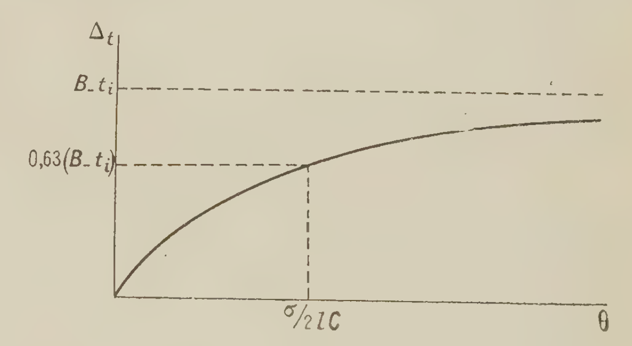


Fig. 1. — Élévation de température en fonction du temps.

La quantité de chaleur utilisée au bout du temps θ est :

$$Q = \sigma x \left(\frac{KQ}{2C} + \frac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)\left(1 - e^{-\frac{2lC\theta}{\sigma}}\right).$$

On peut définir le rendement ρ par le rapport entre la quantité de chaleur utilisée à l'échauffement de l'eau et la quantité de chaleur reçue du soleil. On aura :

$$\rho = \frac{\sigma x \left(\dfrac{KQ}{2C} + \dfrac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)\left(1 - e^{-\frac{2lC\theta}{\sigma}}\right)}{KQxl\,\theta}. \qquad (4)$$

Posons :

$$\rho = \frac{P(1 - e^{-\alpha\theta})}{\theta}$$

avec

$$P = \frac{\sigma x \left(\dfrac{KQ}{2C} + \dfrac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)}{KQxl} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{2lC}{\sigma}.$$

Si $\theta \# 0$ on aura $\rho \# Px$.

D'autre part

$$\frac{d\rho}{d\theta} = \frac{P\,\theta\alpha\,e^{-\alpha\theta} - P(1 - e^{-\alpha\theta})}{\theta^2}$$

$$= \frac{P}{\theta^2}(\alpha\theta + 1)\left(\frac{1}{e^{\alpha\theta}} - \frac{1}{\alpha\theta + 1}\right).$$

Comme $e^{\alpha\theta}$ est toujours supérieur à $\alpha\theta + 1$, la deuxième parenthèse est toujours négative et la dérivée est toujours du signe contraire de ρ.

Si P est positif c'est-à-dire si $\frac{KQ}{2C} + \frac{t_a + t_s}{2} > t_i$, le rendement décroît quand le temps croît. Sa valeur initiale maximum pour $\theta \# 0$, obtenue en développant $1 - e^{-\alpha\theta}$, en série est

$$\rho_0 = P\alpha = \frac{2C}{KQ}\left(\frac{KQ}{2C} + \frac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)$$

$$= 1 + \frac{C}{KQ}(t_a + t_s - 2t_i).$$

La valeur de ρ_0 dépend du signe de $t_a + t_s - 2t_i$.

Si $t_i > \frac{t_a + t_s}{2}$, $\rho_0 < 1$ la chaleur Q_0 reçue à l'instant $\theta \# 0$ est en partie perdue par la paroi.

Si $t_i = \frac{t_a + t_s}{2}$, $\rho_0 = 1$. A l'instant $\theta = 0$ il n'y a aucun échange de chaleur par la paroi.

Si $t_i < \frac{t_a + t_s}{2}$, $\rho_0 > 1$. A l'instant $\theta = 0$ les parois contribuent à échauffer l'eau. Le rayonnement n'est pas la seule source de chaleur.

Pour $\theta = \infty$, $\rho = 0$.

La courbe du rendement à l'allure indiquée sur la figure 2.

Enfin si $P < 0$ c'est-à-dire si $t_i > \frac{KQ}{2C} + \frac{t_a + t_s}{2}$ l'eau perd de la chaleur ($\Delta t < 0$).

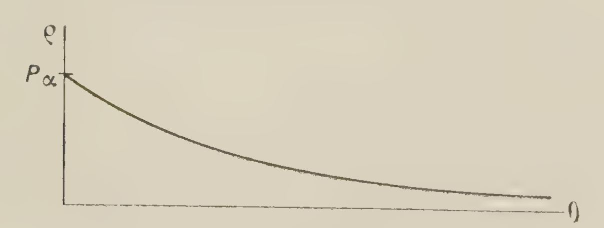


Fig. 2. — Variation du rendement en fonction du temps d'insolation.

Calcul des températures en fonction du débit et de la longueur du parcours. — On suppose que l'eau s'écoule en régime continu à la vitesse V, x étant le chemin parcouru. L'équation (1) donne en remplaçant θ par $\frac{x}{V}$

$$\Delta t = (B - t_i)\left(1 - e^{-\frac{2lCx}{\sigma V}}\right).$$

D'où l'on tire, puisque le débit $D = \sigma V$

$$\Delta t = (B - t_i)(1 - e^{-2lCx/D})$$

$$= \left(\frac{KQ}{2C} + \frac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)(1 - e^{-2lCx/D}). \quad (5)$$

Cherchons la longueur correspondant à une valeur de $\Delta t = 0{,}63\,(B - t_i)$. On a :

$$\frac{x}{D} = \frac{1}{2lC}.$$

Il peut être intéressant d'autre part d'étudier la variation de Δt en fonction du débit pour une longueur d'onde donnée.

De l'équation (5) on tire pour

$$D = 0 \qquad \Delta t = (B - t_i)$$

$$D = \infty \qquad \Delta t = 0.$$

La dérivée première

$$\frac{d(\Delta t)}{dD} = -(B - t_i)\frac{2lCx}{D^2}e^{-\frac{2lCx}{D}}$$

est toujours négative si $B > t_i$.

Donc Δt diminue quand le débit augmente.

La dérivée seconde

$$\frac{d^2(\Delta t)}{dD^2} = \frac{4(B - t_i)\,lCx\,e^{-2lCx/D}}{D^4}(D - lCx)$$

s'annule pour $D = lCx$. La courbe présente pour cette valeur un point d'inflexion. Elle aura l'allure indiquée par la figure 3.

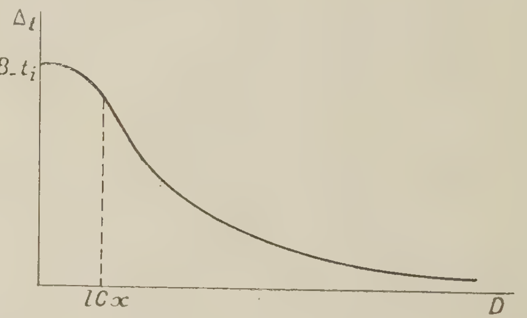


Fig. 3. — Variation de Δt en fonction du débit.

Définissons le rendement comme précédemment par le rapport entre la quantité de chaleur reçue par la gaine et celle fournie à la gaine par le soleil. On a :

$$\rho = \frac{V\sigma\left(\frac{KQ}{2} + \frac{t_a + t_s}{2} - t_i\right)(1 - e^{-2lCx/D})}{KQlx} \quad (6)$$

avec $V\sigma = D$.

Quand D tend vers l'infini, le rendement tend vers la valeur

$$\rho_l = 1 + \frac{t_a + t_s - 2t_i}{\frac{KQ}{C}}. \quad (7)$$

Étude expérimentale. — La théorie précédente permet le calcul rapide des caractéristiques d'un insolateur dans des conditions d'emploi déterminées. Prenons à titre d'exemple des expériences faites sur du Polyane d'épaisseur 75 μ. Des mesures préliminaires ont fourni les valeurs suivantes :

$C = 8 \times 10^{-4}$ C. G. S. $t_a = 25$ °C $t_s = 31$ °C
(au voisinage immédiat de la gaine)
$t_i = 29$ °C $K = 0,83$
$Q = 0,94$/cal/min/cm².

On trouve ainsi $B - t_i = 17,1$ °C (élévation de température maximum). On peut calculer facilement à partir de quelle longueur x de gaine $\Delta t = 0,63\ (B - t_i)$. On trouve $x = \dfrac{D}{2lC} \# 13,9$ m. On voit qu'il serait onéreux et sans profit de chercher à obtenir des valeurs de Δt égales à 0,99 $(B - t_i)$ par exemple. Il faudrait une longueur de 55 m.

Sur la figure 4, ont été juxtaposées la courbe théorique et la courbe expérimentale. Les températures à l'intérieur de l'eau ont été enregistrées à l'aide d'aiguilles thermoélectriques. La courbe expérimentale est au-dessus de la courbe théorique. L'échauffement est plus rapide que ne le prévoit la théorie. Le sol, au voisinage immédiat de la gaine, chauffé par le rayonnement solaire, contribue à l'échauffement de l'eau. Les rendements ρ et ρ_l exprimés en 6 et en 7 sont ici supérieurs à 1 (on est donc dans le cas où $t_a + t_s > 2t_i$). Dans le cas présent $\rho_l = 1,11$. On a trouvé pour ρ les valeurs expérimentales suivantes :

Au bout d'un mois 0,75, au bout de deux mois 0,71, au bout de trois mois 0,55.

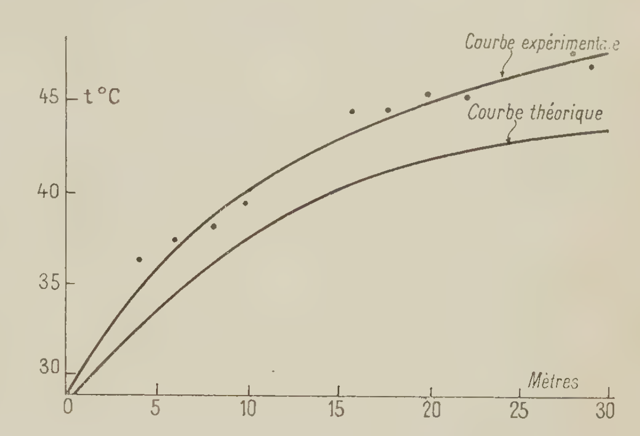


Fig. 4. — Température d'une eau circulant dans un tube de matière plastique avec un débit de 180 litres à l'heure.

La rentabilité du procédé dépend évidemment de la résistance aux agents atmosphériques de la matière plastique utilisée. Des expériences sont en cours avec des matières plastiques susceptibles de résister sans altération durant 5 ans aux différents agents atmosphériques.

Manuscrit reçu le 15 juin 1959.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 20, JUILLET 1959, PAGE 80 A.

DÉTERMINATION DE L'INDUCTION ET DE SES DÉRIVÉES SUR L'AXE DES LENTILLES ÉLECTRONIQUES MAGNÉTIQUES

Par P. DURANDEAU et B. FAGOT,
Laboratoire d'Optique Électronique du C. N. R. S.
Mlle J. BARTHERE et M. LAUDET,
Institut de Calcul Numérique,
Faculté des Sciences de Toulouse.

Résumé. — Pour calculer les caractéristiques électro-optiques des lentilles électroniques magnétiques, il faut connaître l'induction B sur l'axe de la lentille et ses dérivées $B' = \frac{dB}{dz}$ et $B'' = \frac{d^2 B}{dz^2}$. Il est possible d'obtenir avec précision ces trois grandeurs à partir de la seule mesure du flux à travers un cercle de rayon quelconque centré sur l'axe, par un produit matriciel utilisant une solution élémentaire calculée une fois pour toutes.
Les résultats présentés montrent l'efficacité de la méthode. Ils vont permettre de compléter les données relatives aux lentilles électroniques magnétiques nécessaires au constructeur d'appareils.

Abstract. — Electro-optical characteristics of magnetic electron lenses can be calculated if the induction B on the lens axis with its derivations $B' = \frac{dB}{dz}$ and $B'' = \frac{d^2 B}{dz^2}$ are known. These three values can be obtained with accuracy from a single measurement the flux through a circle of any radius, the centre of which is on the axis, by a *matrix* product using an elementary solution, calculated once for all.
The efficiency of this method is proved by the results given. These will permit the completion of the data on magnetic electron lenses necessary to build an apparatus.

Introduction. — Le constructeur d'appareils d'Optique électronique dispose maintenant, pour les lentilles magnétiques, des principales données numériques dont il a besoin. Il serait trop long, et ce n'est pas le lieu, de développer un exposé d'ensemble des moyens auxquels on a eu recours pour les obtenir [1], [2], [3], [4].

Certains points de détail méritent encore d'être précisés : il faut pour cela déterminer avec sûreté les éléments nécessaires au calcul. M. Laudet a proposé une nouvelle méthode pour les déduire de la mesure : il est devenu possible d'atteindre avec rigueur des résultats difficilement accessibles aux procédés antérieurement utilisés.

Pour bien souligner l'efficacité de la nouvelle méthode, nous allons reprendre l'exposé du problème en montrant à quels obstacles se heurtait sa solution et comment on a pu lever ces difficultés.

L'élément de base qui constitue la donnée initiale du calcul est, pour les lentilles électroniques magnétiques, la valeur de l'induction B sur l'axe des lentilles, valeur dont la variation est traduite par une courbe souvent dénommée « la topographie » du champ. A partir de cette topographie, on calcule la trajectoire paraxiale des électrons et on en déduit les éléments cardinaux : distances focales, position des plans principaux, des foyers et des points de focalisation.

Le calcul des aberrations demande la connaissance des dérivées première ($dB/dz = B'$) et seconde ($d^2 B/dz^2 = B''$) sur l'axe $z'z$. Les éléments nécessaires au calcul complet sont donc, en premier lieu, l'induction B et en second lieu, les dérivées première et seconde (dB/dz et $d^2 B/dz^2$).

Nous ne ferons pas le tableau des essais menés de différents côtés pour déterminer B, B' et B'', ce qui nous entraînerait trop loin [2], [3], [6]. Nous allons montrer, dans notre cas, les difficultés auxquelles nous nous sommes heurtés et comment nous pouvons maintenant les résoudre. D'ailleurs, presque toutes les méthodes expérimentales consistent, comme la nôtre, à mesurer un flux pour en tirer les données de base : nos difficultés sont celles des autres expérimentateurs.

***

Pour la mesure de l'induction magnétique B, sur l'axe d'une lentille électronique, P. Durandeau a monté et mis au point un dispositif pendulaire électrodynamique [6].

Le principe [3] réside dans la mesure de la force exercée sur un solénoïde introduit selon l'axe d'une

lentille, une des extrémités du solénoïde étant dans le plan où on veut connaître l'induction, l'autre extrémité étant dans un champ nul.

On mesure, en fait, non une induction mais le flux d'induction qui traverse l'extrémité de la sonde, c'est-à-dire un cercle normal à l'axe et centré sur l'axe. En général, l'induction n'est pas uniforme et il ne suffit pas de diviser le flux par l'aire du cercle pour obtenir l'induction. Le flux peut s'exprimer par un développement en série où interviennent le rayon a, l'induction B sur l'axe et les dérivées d'ordre pair. La comparaison de ce développement et du développement en série de la variation de l'induction sur l'axe avait amené la conception d'une sonde à deux solénoïdes décalés, sonde qui, en quelque sorte, calcule elle-même la valeur de l'induction en faisant la somme des mesures de deux flux [6]. B est ainsi obtenu à mieux de 0,5 %. Cette sonde a fourni les mesures de B à partir desquelles le problème des lentilles magnétiques peut être traité [1], [6].

Il s'agissait ensuite de connaître B' et B''. Il ne suffit pas, en pratique, de connaître B, même à une bonne approximation, pour en déduire B' et B'' par différentiation numérique avec une précision satisfaisante. Les résultats de Dosse [5] le montrent.

Nous avons essayé de déterminer B' (puis B'') par le tracé des tangentes à une courbe : B est connu avec assez de précision pour un tracé à grande échelle. Les résultats ne nous ont pas paru assez sûrs pour être exploités avec confiance pour le calcul assez long des coefficients d'aberration.

P. Gautier [7] a proposé une méthode de mesure de B' et B'' par l'emploi de sondes de conception ingénieuse mais de construction délicate.

Nous nous sommes également demandés si le calcul de B par la méthode de relaxation, ne fournirait pas des valeurs plus sûres de B' et B'' [8]. Le calcul pose une hypothèse : la perméabilité du circuit magnétique est infinie. Pratiquement, dans bien des cas, cette hypothèse est suffisamment vérifiée et il n'y a pas lieu de douter de sa validité. Mais les calculs sont très longs, et leurs résultats ont une précision assez limitée.

De plus, lorsque la saturation intervient, le calcul devient impuissant même s'il s'efforce d'introduire une perméabilité finie du circuit magnétique, ce dont la comparaison de résultats de calcul et de mesures nous ont vite convaincus.

Liebmann [2], avec un réseau de résistances, utilise en quelque sorte ce procédé de calcul. L'intérêt des résultats ainsi obtenus est grand. Mais la durée des mesures semble limiter les possibilités de la méthode. De plus elle ne permet pas de tenir compte des effets de la saturation magnétique.

***

La méthode proposée par Michel Laudet écarte la plupart de ces difficultés. En quoi consiste-t-elle ? Nous allons l'exposer sous une forme schématique. Pour le détail nous renvoyons à la publication originale [9] et aux quelques pages qui suivent.

Soit un système magnétique quelconque S. Si le flux magnétique dû à S qui traverse une surface quelconque a la même valeur que la somme des flux dus à des systèmes $\ldots S_i, S_j, S_k \ldots S_n$, à travers la même surface, toutes les grandeurs relatives à S, par exemple l'induction B, sont la somme (algébrique ou géométrique selon le cas) des grandeurs correspondantes de $S_i, S_j, S_k \ldots S_n$.

Pour un système S de révolution soit Φ la courbe de variation du flux à travers un cercle de rayon a, normal à l'axe, dans le plan d'abscisse z (*fig.* 1).

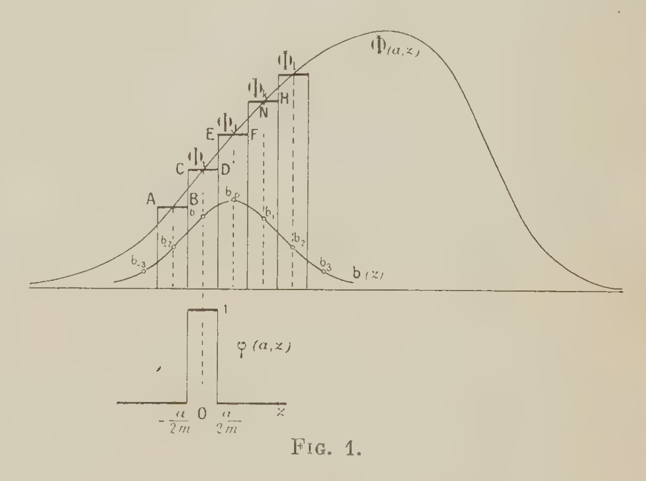


Fig. 1.

On peut remplacer le système S par des systèmes $S_i, S_j, \ldots S_n$ pour lesquels le flux est, pour un cercle de rayon a invariable sur une largeur d et nul d'ailleurs. Plus la largeur d sera faible, plus la superposition de S_i, S_j, S_k sera identique au système S.

M. Laudet a calculé les valeurs de l'induction et de ses dérivées b' et b'', sur l'axe de révolution $z'z$ d'un système élémentaire s, pour lequel le flux à travers un cercle de rayon a est égal à l'unité dans un plan normal à l'axe sur une longueur $a/10$ et nul dans tous les autres plans (*fig.* 2). En accolant une série de ces systèmes s, chacune multiplié par la valeur du flux Φ qui correspond à sa position, on reconstitue S avec une grande précision.

Pour obtenir les valeurs des grandeurs B, B' et B'', relatives à S, il suffit de faire la somme des valeurs b, b' et b'' des systèmes élémentaires dont la somme est équivalente à S. La méthode tient compte de la saturation puisqu'on mesure effectivement le flux sur le système étudié.

A quoi se ramène alors, en pratique, la détermination de B, B' et B'' ?

Mesurons le flux Φ à travers un cercle de rayon a, centré sur l'axe $z'z$ d'un système de révolution. Nous utilisons pour cela, avec le système ci-dessus

cité, une sonde à un seul enroulement de rayon $a = 2$ mm. La distance entre les plans de mesure a été fixée à $a/10 = 0,2$ mm. Une machine à calculer effectue les produits qui permettent de calculer B, B' et B'' à partir du tableau des valeurs de Φ et de la connaissance de b, b' et b'' sur l'axe pour un système élémentaire. Le calcul de b, b' et b'' a été fait, une fois pour toutes par relaxation, avec toute la précision voulue.

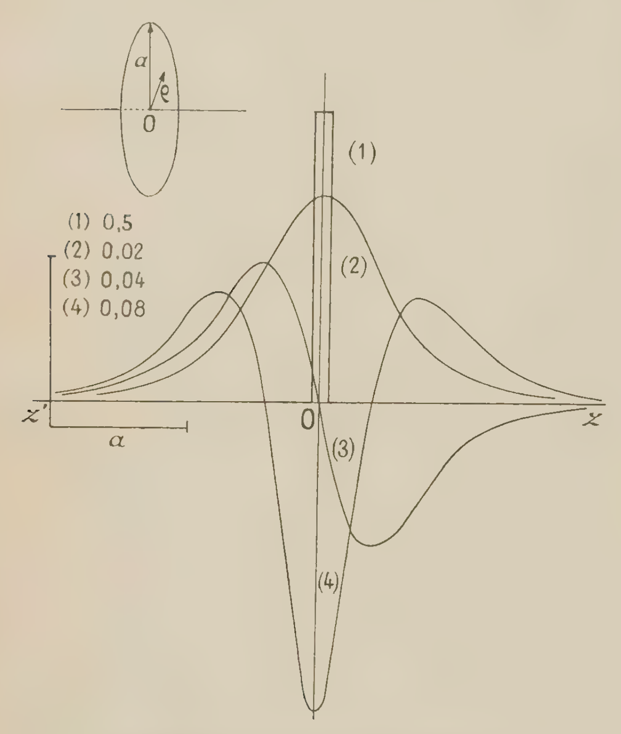


FIG. 2. (1) $\varphi(a, z)$; (2) $a^2\, b(z)$; (3) $a^3\, b'(z)$; (4) $a^4\, b''(z)$.

Nous donnons seulement ici une série de détermination de B, B' et B''. Une publication ultérieure portera sur le calcul des caractéristiques électro-optiques effectué à partir de ces valeurs.

L'étude qui suit comprend trois parties :

Une première partie traite de la rigueur de la méthode de la détermination de B, B' et B'' à partir de la connaissance du flux.

Dans une deuxième partie nous donnons quelques indications sur les perfectionnements de détail que nous avons apportés au système déjà monté pour l'adapter à la nouvelle utilisation des résultats qu'il fournit.

Enfin, dans une dernière partie, nous classons et commentons les résultats des déterminations de B, B' et B'' sur une série de lentilles.

A. **Rigueur de la détermination de B, B' et B'' à partir de la mesure du flux.** — Nous avons montré dans un précédent article [9] que la détermination de la topographie de l'induction magnétique sur l'axe d'un système de révolution peut se ramener à la mesure du flux d'induction $\Phi(a, z)$ à travers un cercle de rayon a (*fig.* 3) dont l'axe coïncide avec celui du système étudié et au produit d'une matrice « élémentaire » déterminée une fois pour toutes par une matrice colonne associée aux valeurs mesurées de Φ.

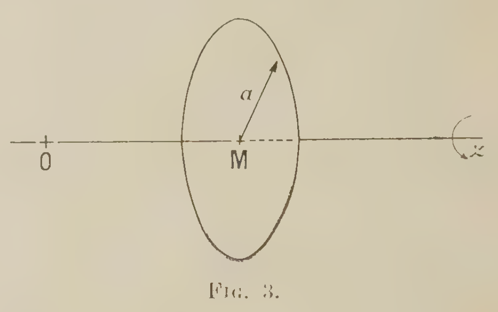


FIG. 3.

Nous avons souligné dans cette publication que l'emploi de cette méthode permettait de déterminer à partir d'une seule série de mesures de Φ, non seulement l'induction Bz mais aussi ses dérivées successives $B'z$, $B''z$, ... Cette méthode qui n'exige plus l'emploi de sondes de faible diamètre ou comportant différents enroulements convenablement décalés, a permis d'améliorer considérablement les résultats grâce à l'utilisation d'un solénoïde à un seul bobinage et de diamètre sensiblement égal à celui du canal des pièces polaires des lentilles étudiées (*fig.* 4).

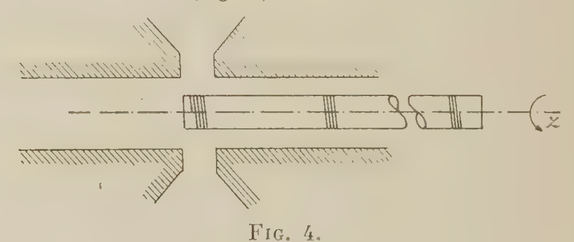


FIG. 4.

L'amélioration de la précision sur la mesure de Φ qui en est résultée a rendu insuffisante l'approximation avec laquelle nous avions calculé les matrices élémentaires b, b' et b'', pour que nous pensions encore admettre que les erreurs dues aux calculs intermédiaires soient négligeables devant celles provenant de la mesure Φ.

Nous avons repris le calcul des matrices élémentaires. Ce sont les résultats obtenus et la précision que l'on peut en attendre que nous allons indiquer dans ce paragraphe.

I. CALCUL DE LA SOLUTION ÉLÉMENTAIRE RELATIVE A LA RÉPARTITION DU FLUX. — Nous avons considérablement amélioré le calcul de la répartition du flux relative aux conditions aux limites indiquées sur la figure 5 en utilisant les formules valables à l'approximation du quatrième ordre [8].

Nous avons utilisé un réseau à mailles carrées de pas $h = a/10$ et les calculs ont été conduits en prenant $\Phi(a, 0) = 10^9$. Nous avons été ainsi con-

duits à un réseau de 405 points que, pour des raisons d'encombrement, nous ne donnerons pas dans cet article.

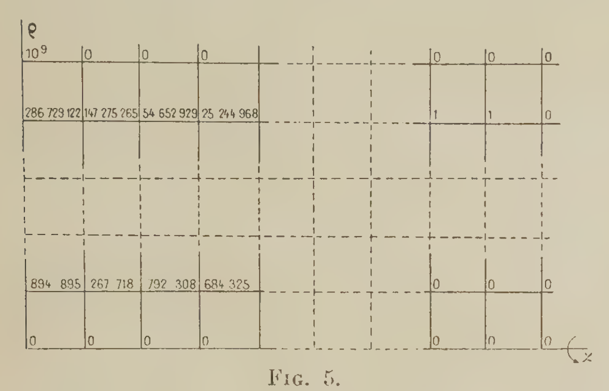


FIG. 5.

II. CALCUL DES MATRICES ÉLÉMENTAIRES. — La matrice élémentaire b a été obtenue par dérivation numérique à partir des valeurs précédemment obtenues pour Φ. Les matrices b' et b'' ont été calculées ensuite par dérivation des éléments de la matrice b.

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau I.

III. APPLICATION AU CAS PARTICULIER D'UNE SPIRE CIRCULAIRE. — Pour avoir une idée précise sur l'erreur introduite par les calculs intermédiaires conduisant des valeurs de Φ à celles de B_z, B'_z et B''_z nous avons calculé ces dernières grandeurs sur l'axe d'une spire circulaire de rayon $c = 2a$ à partir des valeurs exactes du flux sur un cercle de rayon a, et nous avons comparé les valeurs obtenues avec les valeurs exactes. Les résultats sont rassemblés dans le tableau II.

TABLEAU I

$10^3 \frac{z}{a}$	$10^9\, a^2\, b$	$-10^7\, a^3\, b'$	$10^7\, a^4\, b''$
0	28 270 484	0	— 1 714 518
1	27 429 534	164 972	— 1 523 183
2	25 090 826	294 525	— 1 032 511
3	21 728 367	367 973	— 436 245
4	17 922 602	384 552	79 944
5	14 181 525	358 032	417 925
6	10 842 839	307 148	572 200
7	8 064 941	248 148	590 006
8	5 870 543	191 759	529 099
9	4 202 664	143 370	436 270
10	2 970 845	104 599	340 184
11	2 080 191	74 945	255 377
12	1 446 269	52 984	186 591
13	1 000 271	37 095	133 704
14	689 126	25 783	94 567
15	473 435	17 829	66 108
16	324 550	12 280	46 022
17	222 165	8 435	31 727
18	151 881	5 783	21 913
19	103 756	3 955	15 066
20	70 866	2 703	10 261
21	48 370	1 848	7 053
22	33 005	1 263	4 789
23	22 494	863	3 307
24	15 329	585	2 292
25	10 473	399	1 478
26	7 130	273	1 069
27	4 862	186	698
28	3 304	128	472
29	2 228	87	368
30	1 518	58	217
31	1 032	39	168
32	713	26	90
33	487	19	60
34	323	13	40
35	227	9	20
36	168	7	10
37	97	5	5
38	65	3	2
39	28	1	0

TABLEAU II

	B/B_0			$-B'/B_0$			B''/B_0		
$10.\frac{3}{a}$	CALCULÉ	EXACT	Δ	CALCULÉ	EXACT	Δ	CALCULÉ	EXACT	Δ
0	100 001	100 000	1	0	0	0	— 75 007	— 75 000	— 7
1	99 627	99 626	1	7 454	7 453	1	— 73 610	— 73 604	— 6
2	98 519	98 519	0	14 632	14 631	1	— 69 541	— 69 536	— 5
3	96 718	96 717	1	21 284	21 283	1	— 63 140	— 63 137	— 3
4	94 287	94 287	0	27 200	27 198	2	— 54 921	— 54 919	— 2
5	91 308	91 308	0	32 228	32 226	2	— 45 496	— 45 496	0
6	87 874	87 874	0	36 280	36 278	2	— 35 501	— 35 502	+ 1
7	84 085	84 085	0	39 328	39 327	1	— 25 524	— 25 526	+ 2
8	80 041	80 041	0	41 401	41 401	0	— 16 059	16 061	+ 2
9	75 835	75 835	0	42 569	42 569	0	— 7 472	— 7 473	+ 1
10	71 554	71 554	0	42 933	42 933	0	+ 1	0	1
11	67 271	62 272	— 1	42 610	42 610	0	+ 6 246	+ 6 245	+ 1
12	63 051	63 051	0	41 725	41 725	0	+ 11 249	+ 11 249	0
13	58 941	58 942	— 1	40 399	40 399	0	+ 15 073	+ 14 074	— 1
14	54 982	64 982	0	38 746	38 746	0	+ 17 830	+ 17 831	— 1
15	51 200	51 200	0	36 864	36 864	0	+ 19 659	+ 19 661	— 2
16	47 614	47 614	0	34 839	34 839	0	+ 20 710	+ 20 712	— 2
17	44 234	44 235	— 1	32 742	32 743	— 1	+ 21 131	+ 21 133	— 2
18	41 066	41 066	0	30 629	30 629	0	+ 21 057	+ 21 059	— 2
19	38 107	38 108	— 1	28 543	28 543	0	+ 20 607	+ 20 609	— 2
20	35 355	35 355	0	26 516	26 517	— 1	+ 19 887	+ 19 887	— 2

Si nous admettons que les erreurs dues aux calculs intermédiaires sont pratiquement négligeables devant celles résultant de l'erreur $\Delta\Phi$ commise sur la mesure de Φ, l'induction B_z et ses dérivées B'_z et B''_z sont déterminés avec des erreurs respectivement inférieures à :

$$\Delta B = (\Sigma\, b_i)\, \Delta\Phi = 0{,}318\ \Delta\Phi/a^2$$

$$\Delta B' = (\Sigma\, b'_i)\, \Delta\Phi = 0{,}563\ \Delta\Phi/a^3$$

$$\Delta B'' = (\Sigma\, b''_i)\, \Delta\Phi = 1{,}540\ \Delta\Phi/a^4.$$

B. **Montage expérimental.** — Nous avons repris le montage mis au point par l'un de nous : nous renvoyons à [6] pour son étude d'ensemble. Nous allons seulement indiquer les modifications que nous avons apportées et les précautions supplémentaires prises pour les mesures.

1° Nous utiliserons une sonde de 4 millimètres de diamètre à un seul enroulement. Cette sonde a été enroulée sur une baguette de quartz soigneusement rodée à 3,975 mm de diamètre. La précision du rodage est de 1/100 de mm. Le fil d'enroulement ayant 2,5/100 de mm, l'âme de ce fil s'enroule bien sur un cylindre de rayon $a = 2$ mm. Pourquoi une telle précision est-elle nécessaire ?

Le calcul de la matrice élémentaire, c'est-à-dire des grandeurs b, b' et b'', a été fait pour des intervalles distants de $a/10$. Quand on effectue les mesures il est pratiquement nécessaire de déplacer la lentille d'un nombre entier de divisions du micromètre gradué en 1/10 de mm. Nous avions le choix pour un rayon a de 1 mm ou 2 mm ou 3 mm, etc.... Nous avons pris 2 mm.

Les pièces polaires sont percées d'un trou d'au moins 6 mm de diamètre : la précision est de 1/50 de mm d'où une erreur relative proche de 1/1 000. La sonde peut y être introduite commodément et les deux diamètres, 4 mm et 6 mm, sont assez voisins pour permettre un bon centrage à l'œil, à mieux de 1/10 de millimètre.

2° L'enroulement a été réalisé sur 16 cm, en fil de cuivre de 2,5/100 de mm, isolé au vernis. On a compté 394 spires au cm au lieu de 400 qui correspondaient au diamètre marqué du fil.

De nouveaux essais ont montré qu'on pouvait porter à 20 mA l'intensité de courant qui parcourt le fil.

3° Un calcul élémentaire [6] montre qu'une induction de 0,6 gauss environ provoque un déplacement de l'équipage de 1 micron.

Mais ce n'est pas cette sensibilité qui limite la précision des mesures. On opère par compensation [6] : c'est la lecture d'une intensité de courant qui donne l'erreur principale. Il faut compter une erreur de lecture de 1/10 de division — soit 1/10 de mm — sur la position du spot sur l'échelle de l'ampèremètre, ce qui correspond, en moyenne, dans les conditions de mesure, à une approximation de 8 gauss environ. On juge donc de l'ajustement de la compensation à 0,6 gauss près, mais l'incertitude due à la lecture de l'intensité de compensation est de 8 gauss.

En portant cette valeur dans les expressions données à la fin de la partie A, on trouve :

$$\Delta B = 8 \text{ gauss}$$

$$\Delta B' = 70 \text{ gauss cm}^{-1}$$

$$\Delta B'' = 1\,000 \text{ gauss cm}^{-2}.$$

L'imprécision relative est encore minime, de l'ordre de 1/1 000 pour les champs les plus intenses.

4° Nous avons fait construire une lentille d'essai qui permet d'atteindre une excitation de 20 000 ampères-tours. L'angle des cônes des noyaux polaires, l'épaisseur des flasques et de l'enveloppe extérieure ont été calculés selon les indications de [1] et [6].

Le diamètre du noyau cylindrique des pièces polaires qu'on introduit est de 4 cm. L'entrefer peut atteindre 4 cm. Pour éviter un échauffement dangereux le système est refroidi par un courant d'eau qui circule dans des plaques évidées fixées sur les flasques.

L'intensité du courant d'excitation de la lentille est mesurée avec un ampèremètre à spot qui permet une précision de 1/1 000.

La figure 6 donne une coupe de cette lentille.

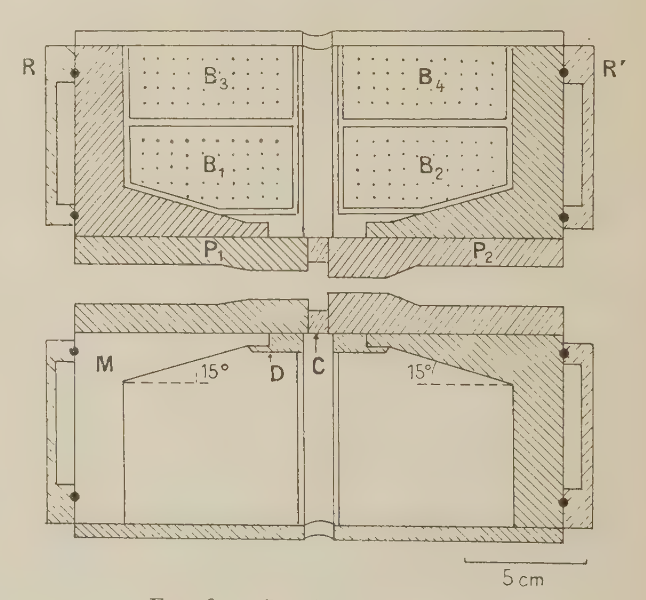


Fig. 6. — Lentille d'essais.

5° En cours de mesure, la position d'équilibre de l'équipage peut se déplacer de plusieurs centièmes de millimètres par suite des effets diamagnétiques sur le quartz et le cuivre de l'enroulement. Il est nécessaire d'en tenir compte : on calcule par interpolation l'intensité du courant qui aurait été mesurée en l'absence de déplacement de la position d'équilibre de l'équipage.

C. **Résultats.** — Les résultats que nous présentons ci-dessous n'offrent pas un intérêt direct au constructeur d'appareils d'optique électronique. A celui-ci, ce qui importe, ce sont les caractéristiques électro-optiques. Il peut négliger l'allure des topographies, la variation de leur forme et de leur position selon l'entrefer et les diamètres des trous percés dans les pièces polaires.

Mais le premier stade, nécessaire avant de calculer les caractéristiques électro-optiques, c'est de disposer des topographies. C'est donc à déterminer les topographies dans l'intervalle utile des rapports D_1/D_2 et $(D_1 + D_2)/2S$ qu'il a fallu d'abord procéder.

Nous donnons dans les planches ci-jointes les topographies que nous avons jugées le plus propre à permettre quelques commentaires.

I. Précision des résultats obtenus. — Les figures des planches sont données dans le petit format qu'exige la publication. Elles sont la réduction de tracés sur papier millimétré à une échelle quatre à cinq fois plus grande. Les points s'alignent parfaitement sur les courbes, aussi n'avons-nous pas cru devoir les marquer.

1° *Sur chaque figure sont données quatre courbes :*

a) La courbe 1, est la courbe Φ/s. Φ résulte de la mesure, s est la section de la sonde. Expérimentalement Φ est mesuré par un nombre, celui qui donne en milliampères l'intensité de compensation. Comment déterminer Φ/s en valeur absolue ? Pour cela, on utilise le théorème d'Ampère :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B \, dz = \mu_0 NI.$$

Ce théorème est valable pour Φ/s et on peut également écrire :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi}{s} \, dz = \mu_0 NI.$$

En effet, Φ/s peut s'exprimer par le développement :

$$\Phi/s = B - (1/8)\, B'' a^2 + (1/192)\, B^{IV} a^4.$$

On a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi/s \, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} B \, dz - \frac{1}{8} a^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B'' \, dz + \frac{1}{192} a^4 \int_{-\infty}^{+\infty} B^{IV} \, dz.$$

Dans le membre de droite les intégrales

Pour toutes les courbes des planches sauf pour la courbe *a*), Pl. V, l'échelle des ordonnées est indiquée par le segment vertical placé à gauche des figures et qui représente : 2 000 gauss pour B et Φ/s ; 1 000 gauss/mm pour B' ; 500 gauss/mm par mm pour B''. Pour toutes les figures, la courbe n° 1 donne la variation de Φ/s, la courbe n° 2 celle de B, la courbe n° 3 celle de B' et la courbe n° 4 celle de B''.

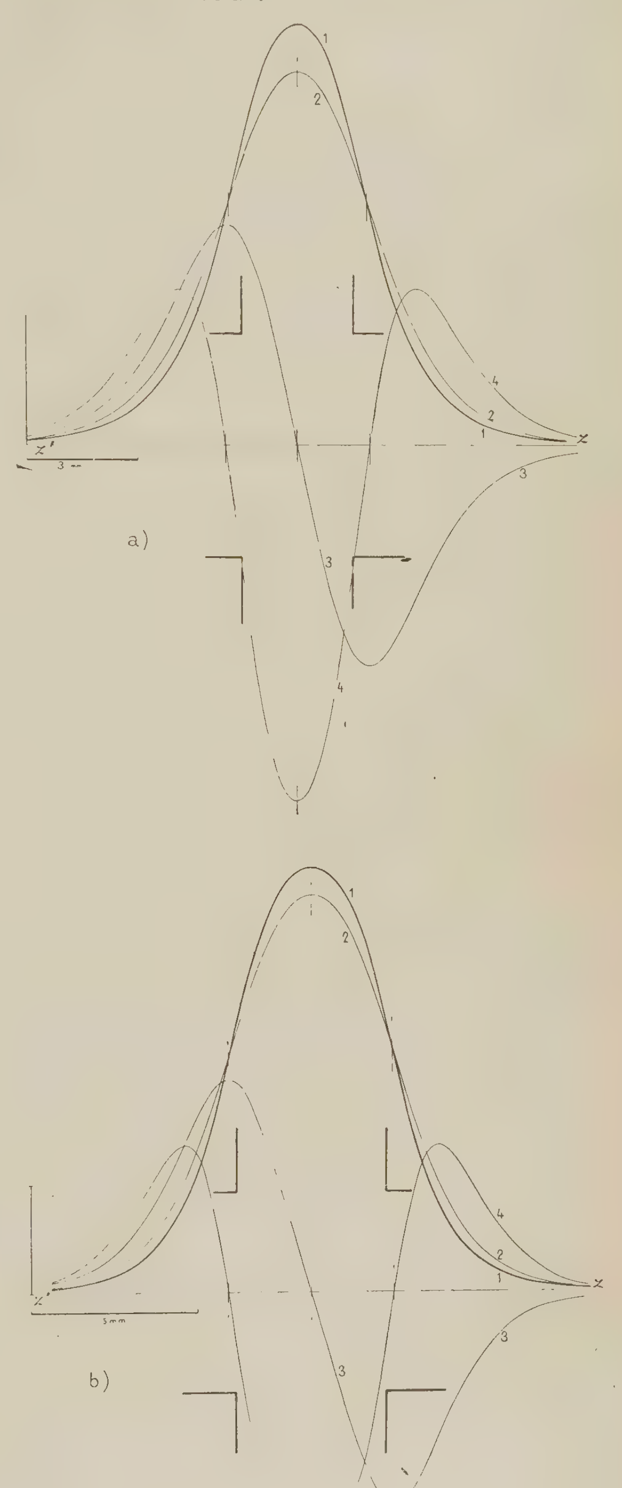


Planche 1. — Lentilles symétriques.

a) D = 6 mm. S = 3 mm. NI = 2 434 A. t.

b) D = 6 mm.[3] S = 4,5 mm. NI = 3 650 A. t.

$\int_{-\infty}^{+\infty} B''\, dz$ et $\int_{-\infty}^{+\infty} B^{IV}\, dz$ sont nulles. Il reste donc :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi}{s}\, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} B\, dz = \mu_0\, NI.$$

On connaît l'excitation NI qui correspond à chaque topographie. En évaluant l'aire $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi}{s}\, dz$ on calcule aisément la valeur absolue de Φ/s.

b) La courbe 2 est la variation de B.

Le résultat du calcul donne une série de nombres, proportionnels à B en chaque point. Pour établir le rapport de proportionnalité entre ces nombres et

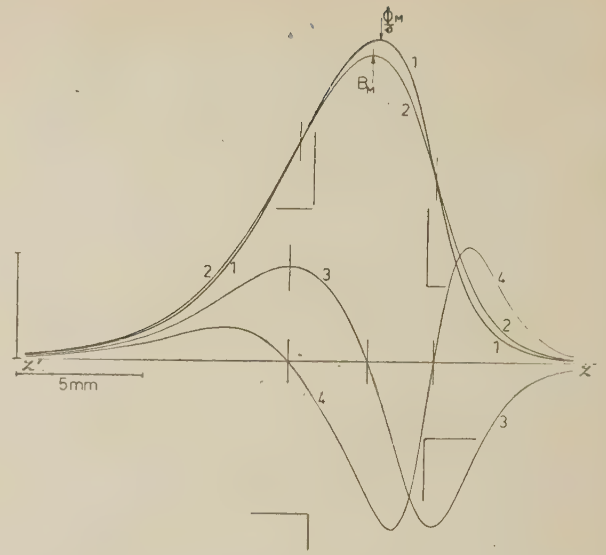
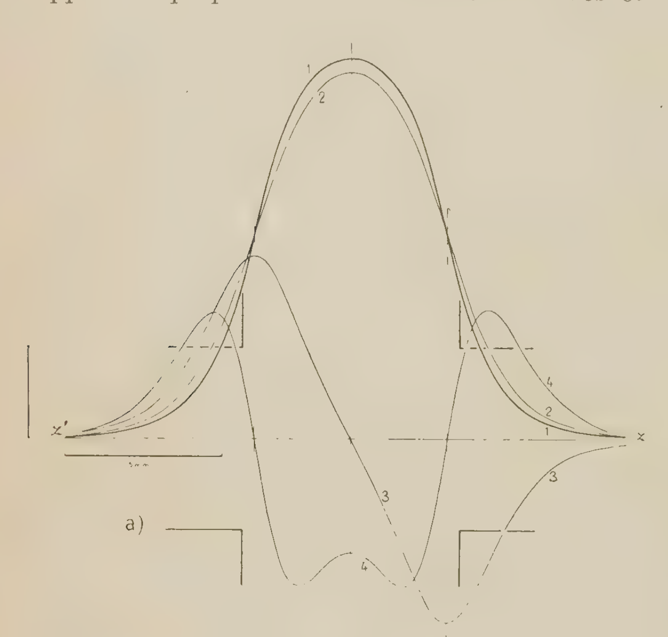


Planche 3. — Lentilles dissymétriques $D_1/D_2 = 2$.
$D_1 = 12$ mm.
$D_2 = 6$ mm.
$S = 4{,}5$ mm.
NI = 3 650 A. t.



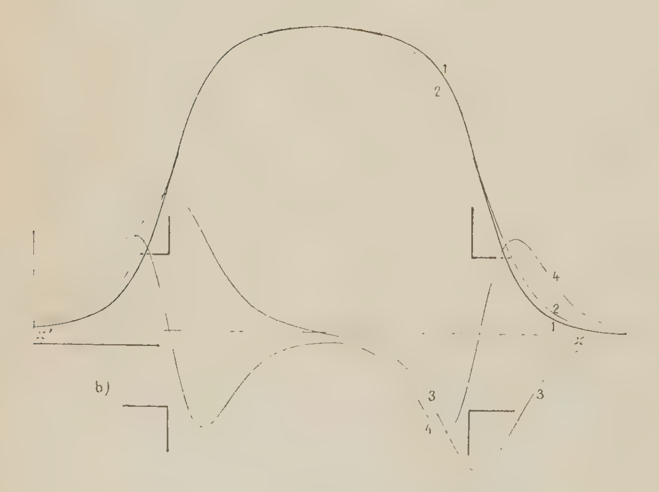


Planche 2. — Lentilles symétriques.
a) $D = 6$ mm. *b*) $D = 6$ mm.
$S = 6$ mm. $S = 12$ mm.
NI = 4 563 A. t. NI = 6 084 A. t.



Planche 4. — Lentilles dissymétriques $D_1/D_2 = 2$.
a) $D_1 = 12$ mm. *b*) $D_1 = 12$ mm.
$D_2 = 6$ mm. $D_2 = 6$ mm.
$S = 9$ mm. $S = 18$ mm.
NI = 6 084 A. t. NI = 12 776 A. t.

la valeur de B, on applique à nouveau le théorème d'Ampère :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B\,dz = \mu_0\,NI.$$

c) On détermine la valeur absolue de B' et de B'' en connaissant la valeur de B et la distance entre les plans de mesure.

2° a) Le lecteur vérifiera sur les différentes topographies que B passe par son maximum quand B' s'annule et que B' passe par un maximum ou un minimum quand B'' s'annule.

b) Une autre vérification intéressante est celle du développement en série de Φ/s à partir de B et de ses dérivées :

$$\Phi/s = B - (1/8)\,B''a^2 + (1/192)\,B^{IV}\,a^4.$$

Sur un certain nombre des topographies — à droite pour les lentilles dissymétriques — le point d'inflexion de la courbe de B'' est très proche de l'intersection de cette courbe avec l'axe $z'z$: c'est-à-dire que B'' et B^{IV} s'annulent simultanément. Pour ces points Φ/s et B sont égaux, les courbes 1 et 2 se coupent.

Pour d'autres points, la courbe de B'' présente une certaine courbure quand B'' s'annule — à gauche pour les lentilles dissymétriques. — On vérifiera que B^{IV} est alors négatif. On constate que Φ/s est alors inférieur à B.

Ces remarques soulignent la qualité des résultats obtenus par cette méthode.

Les trajectoires paraxiales et les coefficients d'aberration seront calculés à partir des tableaux de nombres qui ont été utilisés pour tracer les courbes 1, 2, 3 et 4 des différentes figures.

II. Valeur de l'induction maximum. — L'un de nous [6] a cherché à assimiler le champ fourni par une lentille magnétique symétrique au champ d'un solénoïde court. En moyenne, cette assimilation est assez bien vérifiée en donnant au solénoïde : une longueur égale à l'entrefer S, un dia-

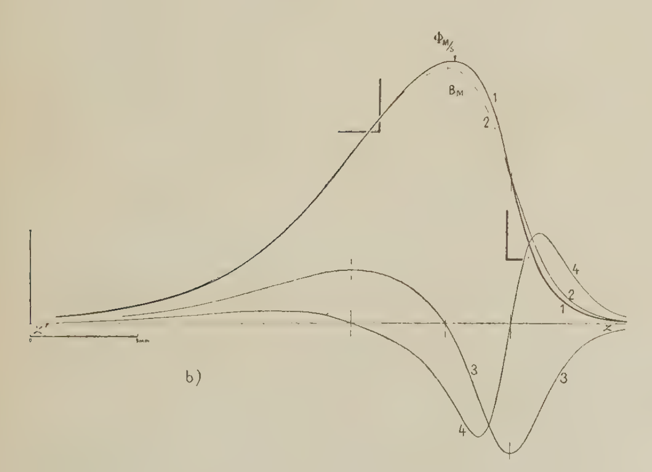


Planche 5. — Lentilles dissymétriques $D_1/D_2 = 3$.

a)	b)
$D_1 = 18$ mm.	$D_1 = 18$ mm.
$D_2 = 6$ mm.	$D_2 = 6$ mm.
$S = 3$ mm.	$S = 6$ mm.
NI = 2 434 A. t.	NI = 4 563 A. t.

Pour la fig. a), en ordonnées, le segment vertical représente 1 000 gaus, 500 gauss/mm et 250 gauss/mm par mm.

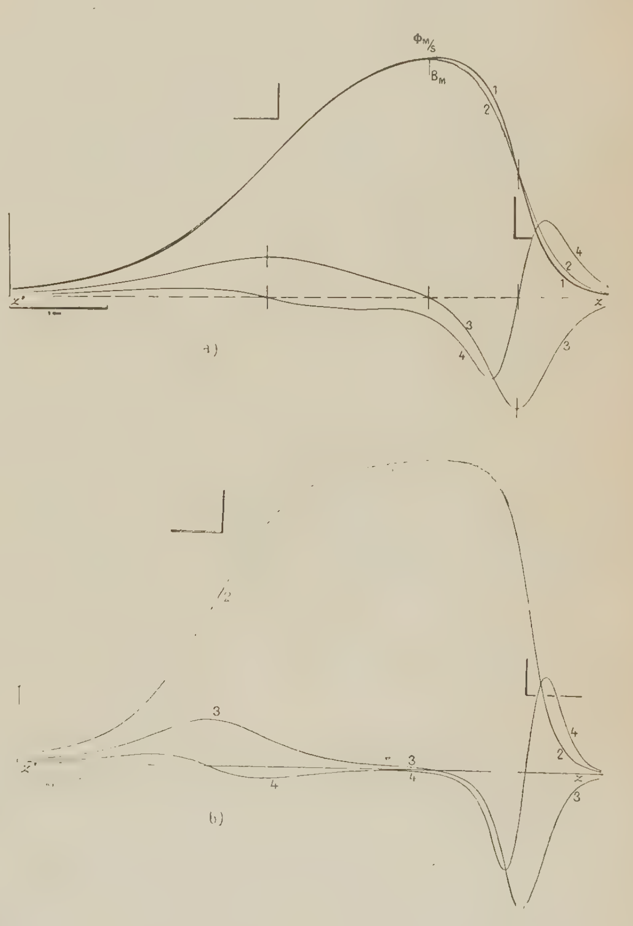


Planche 6. — Lentilles dissymétriques $D_1/D_2 = 3$.

a)	b)
$D_1 = 18$ mm.	$D_1 = 18$ mm.
$D_2 = 6$ mm.	$D_2 = 6$ mm.
$S = 12$ mm.	$S = 24$ mm.
NI = 6 692 A. t.	NI = 16 427 A. t.

mètre égal aux 2/3 du diamètre D du canal ; et évidemment la même excitation NI que l'enroulement de la lentille. Le champ maximum prend alors l'expression :

$$B_M = \mu_0 NI/\sqrt{S^2 + 0{,}45 D^2} = \mu_0 NI/L$$

en posant :

$$L = \sqrt{S^2 + 0{,}45 D^2}.$$

2° L'identité de la topographie de la lentille et celle du solénoïde équivalent ne présentent plus d'intérêt.

Quand il était difficile de déduire des valeurs assez sûres de B' et B'' de la connaissance de B sur l'axe, semblable assimilation, même approximative, permettait d'obtenir analytiquement des valeurs acceptables des dérivées. Mais nous disposons maintenant d'une méthode de détermination de B, B' et B'' qui en supprime l'utilité. Nous n'avons donc pas cherché à vérifier point par point l'identité des deux topographies.

3° Quel intérêt y a-t-il à vérifier l'expression :

$$B_M = \mu_0 NI/\sqrt{S^2 + 0{,}45 D^2} \qquad L = \sqrt{S^2 + 0{,}45 D^2}.$$

Il est important de disposer pour chaque lentille d'une longueur de référence liée à la largeur de l'entrefer et au diamètre des pièces polaires. La connaissance de la topographie n'importe guère au constructeur. Mais on peut supposer qu'une longueur qui permettra certains calculs sur la topographie, s'introduira d'elle-même pour exprimer certaines des caractéristiques électro-optiques. C'est pourquoi il est intéressant de vérifier dans quelle mesure la valeur :

$$L = \sqrt{S^2 + 0{,}45 D^2}$$

permet le calcul du champ maximum. Si la vérification est bonne, on peut penser que cette longueur caractéristique a des chances d'être encore valable pour exprimer les longueurs électro-optiques. Pour les lentilles symétriques la figure 7 fournit le résultat de cette vérification. Elle donne le rapport de $\mu_0 NI/L$ à l'induction B_M déterminée expérimentalement.

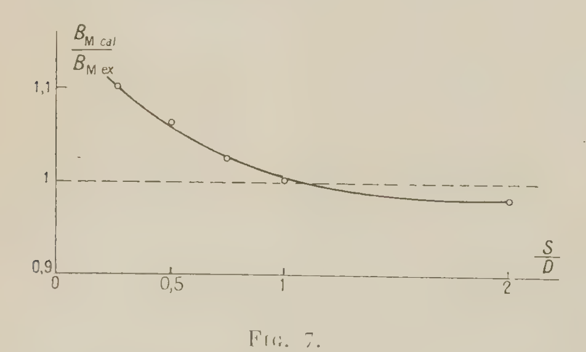


Fig. 7.

On voit que la formule est vérifiée à 2 % près pour le rapport de S/D supérieur à 0,75. Pour $S/D = 0{,}25$ l'écart est de 10 %.

Indiquons avec quelle précision L est expérimentalement connu. Le canal des pièces polaires est soigneusement rodé et son diamètre est mesuré à 1/200 de mm. L'épaisseur des cales de laiton est vérifiée à la même approximation. Pour le diamètre $D = 6$ mm et l'entrefer minimum utilisé 1,5 mm, L a une valeur voisine de 5 mm. L est donc connu en valeur relative à 1/800 près dans le cas le plus défavorable.

3° La généralisation a été faite aux lentilles dissymétriques.

Contentons-nous de l'expression de la valeur maximum du champ. On a gardé :

$$B_M = \mu_0 NI/L$$

avec

$$L = \sqrt{S^2 + 0{,}45 [(D_1 + D_2)/2]^2} \qquad D_1 + D_2 = 2D.$$

La courbe de la figure 8 donne la variation du rapport de B_M ainsi calculé à la valeur B_M expérimentalement mesurée. Sur la même figure est donnée la courbe correspondante pour les lentilles symétriques. Au maximum l'écart entre les deux courbes est de 1 %.

4° En conclusion, quelle que soit la lentille étudiée, la formule :

$$B_M = \mu_0 NI/L$$

avec

$$L = \sqrt{S^2 + 0{,}45 D^2} \qquad 2D = D_1 + D_2$$

est vérifiée aux approximations données par la figure 8.

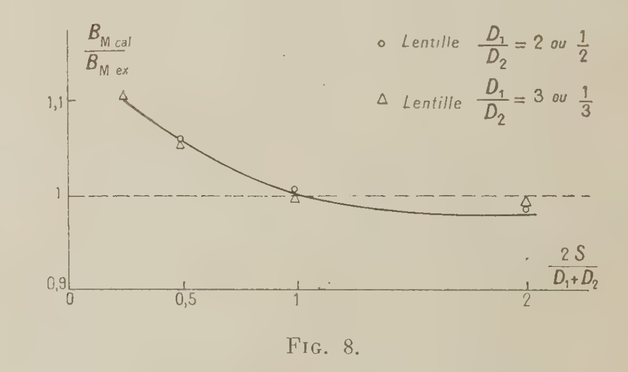


Fig. 8.

Quand nous aurons effectué le calcul du faisceau de trajectoires électroniques, il nous sera possible de voir avec quelle précision ce paramètre L peut être utilisé pour exprimer les caractéristiques électro-optiques des lentilles dissymétriques.

III. Position de la topographie par rapport aux pièces polaires. — 1° La détermination de la

position de la topographie par rapport aux pièces polaires n'est pas simple curiosité. C'est à partir de la topographie qu'est calculé et tracé le faisceau des trajectoires paraxiales. C'est donc relativement à la topographie que sont d'abord connues les positions des plans où devra être disposé, par exemple, soit l'objet, soit un diaphragme. Mais, en pratique, c'est par rapport aux pièces polaires qu'il est nécessaire de connaître la position de ces plans.

Dans les lentilles symétriques le maximum de la topographie est situé au milieu de l'entrefer. Il n'en est pas de même pour les lentilles dissymétriques. C'est dans ce cas qu'il est nécessaire de procéder à une mesure pour repérer avec précision la position de la topographie par rapport aux pièces polaires.

2° *Repérage de la position des pièces polaires par rapport à la topographie :*

Il suffit de fixer un point de la topographie par rapport à un point de référence pris sur les pièces polaires.

a) On avait essayé de le faire [10] en utilisant un cathétomètre visant, à travers un trou réservé dans la lentille, l'extrémité de l'enroulement de la sonde et la face extrême d'une des pièces polaires. La mesure était mal commode et la précision assez mauvaise, 1/10 de millimètre. Nous utilisons une méthode mécanique qui a donné des résultats satisfaisants.

b) Un collier applique l'embase d'une jauge de profondeur sur la face extérieure d'un noyau polaire. La tige s'enfonce dans le canal (*fig.* 9).

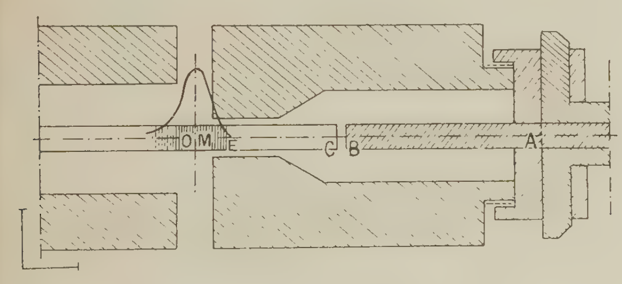


Fig. 9.

Lorsque l'extrémité B de la tige entre en contact avec l'extrémité C de la sonde, elle provoque un déplacement de l'équipage immédiatement décelé. On connaît ainsi la longueur AC. Si on a déterminé la distance EC de l'extrémité E de l'enroulement à l'extrémité C de la tige de quartz on peut repérer la position de la pièce polaire par rapport au point de la topographie correspondant à la position considérée.

En réalité, on a étalonné le système en opérant d'abord sur des pièces polaires symétriques pour lesquelles on connaît la position du maximum de la topographie. L'ensemble des mesures faites sur des pièces polaires symétriques montre une précision de 1/100 de millimètre.

3° *Résultats.* — Les résultats de ces mesures sont donnés sur les figures [10] et [11]. O est le milieu de l'entrefer, M le point de l'axe où l'induction

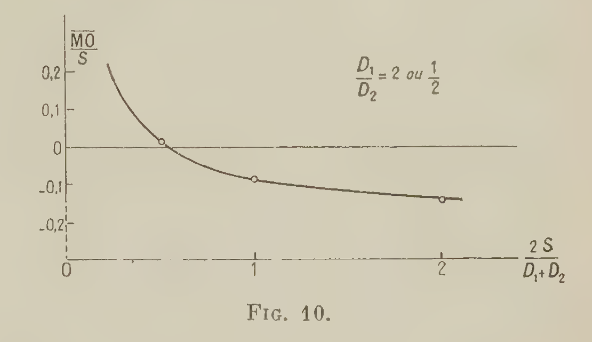


Fig. 10.

prend sa valeur maximum ; l'axe Oz est orienté positivement vers la pièce polaire percée du trou de plus faible diamètre : $\overline{MO}$ négatif caractérise donc un point plus rapproché de celle-ci. Les

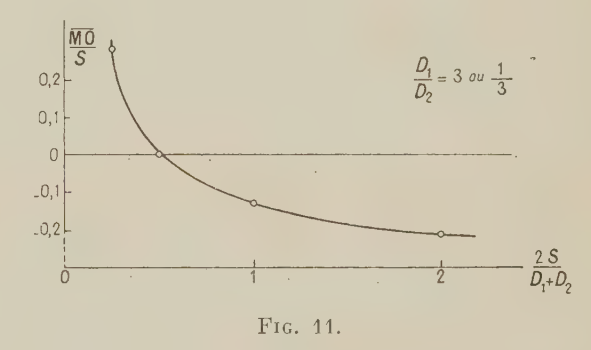


Fig. 11.

courbes de ces figures représentent les variations du rapport $\overline{MO}/S$ en fonction de $2S/(D_1 + D_2)$ pour $D_1/D_2 = 2$ ou $1/2$ et 3 ou $1/3$ respectivement.

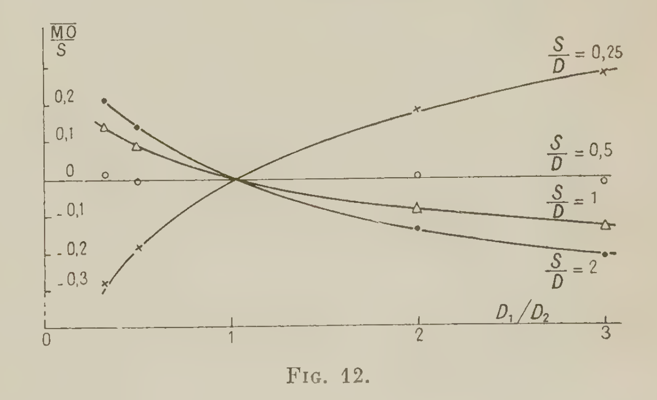


Fig. 12.

L'ensemble de ces résultats est groupé dans la famille de courbes de la figure 12 montrant les variations de même rapport $\overline{MO}/S$ en fonction du coefficient de dissymétrie D_1/D_2 (variant de 1/3 à 3) pour diverses valeurs du paramètre

$$2S/(D_1 + D_2).$$

Pour des largeurs importantes de l'entrefer : $2S/(D_1 + D_2) = 1$ et $2S/(D_1 + D_2) = 2$, le maximum se trouve d'autant plus près de la pièce polaire percée du petit trou que le coefficient de dissymétrie est plus élevé et que le rapport $2S/(D_1 + D_2)$ est plus grand. Pour de plus faibles valeurs de l'entrefer, $2S/(D_1 + D_2) = 0{,}25$ par exemple, le point M où l'induction prend sa valeur maximum, traverse le milieu de l'entrefer et se trouve plus rapproché de la pièce polaire dont le canal a le plus grand diamètre.

La valeur intermédiaire du rapport $2S/(D_1 + D_2)$ pour laquelle ce point M se trouve au milieu de l'entrefer, comme dans les lentilles symétriques, est pratiquement indépendante du coefficient de dissymétrie et égale à 0,5.

IV. Influence de la forme des pièces polaires sur la forme de la topographie du champ. — Pour les lentilles usuelles, pour lesquelles le rapport D/S est voisin de 1, la topographie est pratiquement indépendante de la forme des pièces polaires [6]. Il n'en est plus de même lorsque l'entrefer prend des valeurs supérieures à $3\,D$.

La figure 13 donne deux topographies de Φ/s obtenues pour le même entrefer $S = 4\,D$ pour des pièces polaires à faces planes et pour des pièces polaires à faces tronconiques. Le phénomène méritait d'être signalé. Mais il ne paraît pas, pour le moment, présenter en pratique une importance qui justifierait une série de mesures systématiques : il n'apparaît que pour des valeurs faibles du rapport D/S rarement utilisées.

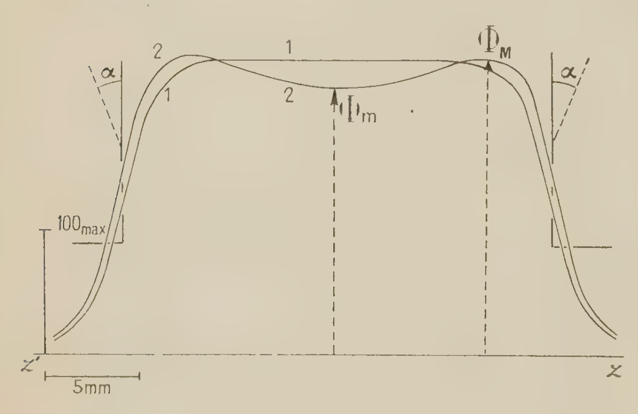


Fig. 13. — 1 $\Phi(z)$. Faces polaires planes ; 2 $\Phi(z)$. Faces polaires tronconiques. $\alpha = 20°$.
$S = 24$ mm.
$D = 6$ mm.
NI = 9 125 A. t.

Conclusion. — Nous avons déterminé pour un certain nombre de lentilles, la valeur de B, B' et B'' sur l'axe de révolution, ce qui va permettre le calcul des caractéristiques électro-optiques correspondantes : distances focales, position des plans focaux coefficients d'aberration, etc...

La représentation des résultats ainsi obtenus par la méthode des états correspondants [1], [6] permettra leur classement dans un cadre déjà utilisé. Seul l'examen de ces résultats peut nous indiquer s'ils doivent être complétés et précisés, s'il est nécessaire d'effectuer quelques déterminations supplémentaires de B, B' et B''. Il paraît ainsi possible d'aboutir à un ensemble très complet de données permettant le calcul de tout projet de lentilles magnétiques.

Pour un cas peu courant, on dispose toujours de la lentille d'essai qui permet de fortes excitations, du système pendulaire qui permet des mesures de flux Φ quel que soit l'état d'aimantation des pièces polaires et de la « programmation » de la machine électronique pour calculer rapidement et avec précision les topographies et les caractéristiques électro-optiques correspondantes.

Manuscrit reçu le 5 juin 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Durandeau (P.) et Fert (Ch.), *Rev. d'Optique*, 1957, **36**, n° 5.
[2] Liebmann (C.), *Proc. Phys. Soc.* (B), 1951, **64**, 956 et 972 ; 1952, **65**, 94 et 188 ; 1953, **66**, 448 ; **68**, 737.
[3] Van Ments (M.) et Le Poole (J. B.), *Appl. Sc. Research* (B), 1957, **1**, 3.
[4] Lenz (F.), *Z. angew. Physik*, 1950, **2**, 448.
[5] Dosse (J.), *Z. Physik*, 1941, **117**, 436.
[6] Durandeau (P.), *Thèse*, Toulouse, 1957.
[7] Gautier (P.), *J. Physique Rad.* (8), 1954, **15**, 684. *Thèse*, Toulouse.
[8] Durand (E.), L'approximation du quatrième ordre dans le calcul numérique des systèmes de révolution. *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 235.
[9] Laudet (M.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 73 A.
[10] Tardieu (P.), Thèse de spécialité, Toulouse, 1958.

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 20, JUILLET 1959, PAGE 91 A.

LETTRES A LA RÉDACTION

MESURE DES MOBILITÉS D'IONS POSITIFS DE CYCLOPROPANE ET D'AMMONIAC DANS L'ARGON

Par Daniel BLANC, Jean CABÉ et Gilbert GIRON,
Centre de Physique Nucléaire (3e cycle),
Faculté des Sciences de Toulouse.

Principe de la méthode. — Un compteur de Geiger-Muller cylindrique est rempli d'un mélange d'argon et de la vapeur à étudier : les molécules de cyclopropane et d'ammoniac contenant au moins quatre atomes, le détecteur est autocoupeur. De la mesure du temps de restitution du compteur, on déduit les mobilités des ions moléculaires positifs de la vapeur.

Rappelons que le temps de restitution θ est le temps nécessaire pour que, après le déclenchement d'une impulsion, l'impulsion suivante reprenne son amplitude normale. θ est pratiquement égal au temps moyen mis par les ions positifs formés autour du fil (anode) pour atteindre la paroi interne du cylindre (cathode).

Désignons par V la tension de fonctionnement, a le diamètre du fil, b le diamètre interne du cylindre, P la pression totale des gaz dans le compteur, P_0 la pression atmosphérique, k la mobilité ionique, sous la pression P_0, du mélange utilisé. Les calculs de Stever [1], de Van Gemert, Den Hartog et Muller [2], donnent la valeur de θ :

$$\theta = \frac{(b^2 - a^2)\ \mathrm{Log}_e\,(b/a)\ P}{8\ kV.P_0}. \qquad (1)$$

La valeur de k se déduit de celle de θ obtenue expérimentalement.

Soient k_1 la mobilité ionique de la vapeur polyatomique, k_2 celle de l'argon, p_1 et p_2 leurs pressions partielles respectives. k_1 est calculable par la formule simple :

$$k = \frac{k_1\, k_2}{k_1\, p_2 + k_2\, p_1}. \qquad (2)$$

Cependant, Loeb [3] a constaté que cette formule ne s'applique pas pour certains mélanges, pour lesquels il propose :

$$k = \frac{k_1\, k_2}{[k_1^2\, p_2 + k_2^2\, p_1]^{1/2}}. \qquad (3)$$

L'argon utilisé est spectroscopiquement pur et nous avons pris $k_2 = 1{,}30$ cm² sec⁻¹ volt⁻¹, valeur qui correspond aux champs électriques existant dans les détecteurs employés [4].

Détails expérimentaux. — Nous avons utilisé des compteurs à parois de verre et graphitage externe (*fig.* 1). L'anode ne comporte pas de soudure, le fil étant terminé par des boucles assurant la jonction mécanique ; la mise en place, le centrage et la tension définitive du fil sont obtenus par ramollissement du verre (qualité B-24 des verreries de Choisy-le-Roi) ; les extrémités graphitées du cylindre étant maintenues à la haute tension, les pointes pouvant exister dans ces régions n'introduisent aucune perturbation [5]. Les compteurs comportent un robinet en verre B-24 et un rodage conique, permettant une jonction facile à la rampe de pompage ; ce dispositif permet de remplir le détecteur successivement des divers mélanges à étudier.

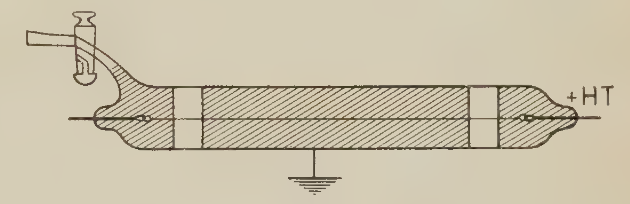


FIG. 1. — Compteur à paroi de verre et graphitage externe.

Le fil anodique axial à un diamètre de 0,1 mm ; nous avons employé des cathodes de 2 cm de diamètre interne : la formule (1) ne s'accorde en effet avec l'expérience que pour des valeurs de b supérieures ou égales à 2 cm [6].

Nous avons choisi le cyclopropane parce qu'il donne des détecteurs de bonne qualité, dont les temps morts sont particulièrement faibles [7], [8]. L'emploi de l'ammoniac a été préconisé par Korff et Krumbein [9] dans le cas de compteurs à parois métalliques. Nous avons généralisé son utilisation aux détecteurs à cylindre de verre ; les paliers sont assez médiocres, mais le temps de vie est pratiquement illimité.

Le temps de restitution a été mesuré par la méthode oscillographique de Stever [1]. Lorsque la tension d'utilisation est peu supérieure au seuil de Geiger, les résultats ont été contrôlés par la méthode mise au point par l'un d'entre nous [6]. Nous avons obtenu k avec une précision de 10 %, compte tenu de l'incertitude sur la valeur de k_2.

Résultats obtenus. — Sur la figure 2 est porté $(1/k)$ en fonction de la pression partielle p_1 du constituant polyatomique. Les courbes sont des droites, ce qui démontre que la formule (2) est valable. L'intersection de ces droites avec la parallèle $p_1 = 1$ à l'axe des ordonnées donne les valeurs de k_1 cherchées.

1° CYCLOPROPANE. — Les mélanges suivants ont été étudiés :

Cyclopropane (cm de mercure)	1	2	3	4
Argon (cm de Hg)	9	8	7	6

Nous avons obtenu :

$$k_1 = 0,85 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ volt}^{-1}.$$

2° Ammoniac. — Les mélanges suivants ont été étudiés :

Ammoniac (cm de Hg)	3	3	4	4	7
Argon (cm de Hg)	7	12	6	11	7

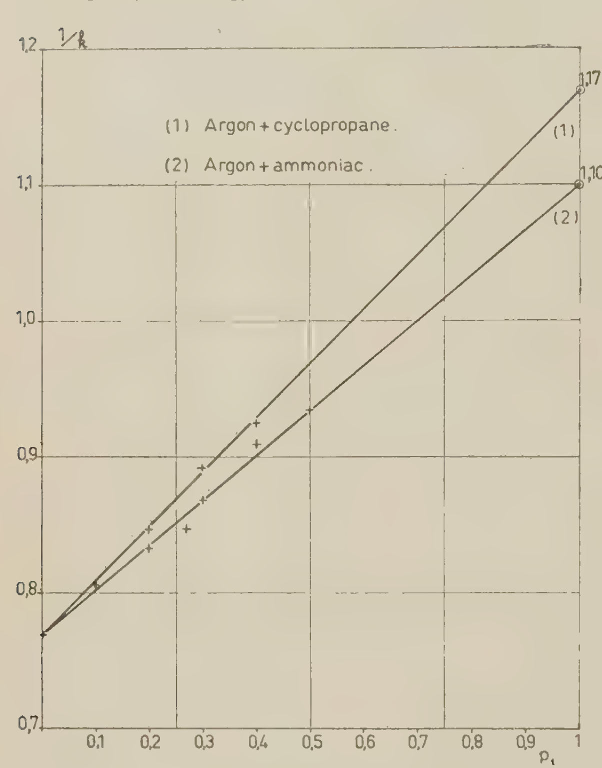


Fig. 2. — $(1/k)$ en fonction de la pression partielle p_1 du constituant polyatomique.

Nous avons obtenu :

$$k_1 = 0,90 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ volt}^{-1}.$$

Cette valeur suggère que les ions moléculaires peuvent exister partiellement sous la forme $(NH_3)_2^+$.

Lettre reçue le 27 avril 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Stever (H. G.), *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 38.
[2] Van Gemert (A. G. M.), Den Hartog (H.) et Muller (F. A.), *Physica*, 1942, **9**, 658.
[3] Loeb (L. B.), « The kinetic theory of gases », 2e édition, New York, 1934.
[4] Biondi (M. A.) et Chanin (L. M.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 910.
[5] Blanc (D.) et Scherer (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 2018.
[6] Blanc (D.), *Nuovo Cimento*, 1955, **1**, 504.
[7] Vigne (J. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1879.
[8] Blanc (D.), Cabé (J.) et Lassalle (C.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 43 A.
[9] Korff (S. A.) et Krumbein (A. D.), *Phys. Rev.*, 1949, 1412.

RÉALISATION D'UN SCINTILLATEUR GAZEUX A ARGON, STABLE, SANS CHANGEUR DE LONGUEUR D'ONDE

Par A. Perrin et R. Chéry,
Institut de Physique Nucléaire
de la Faculté des Sciences de Lyon.

Statistique du scintillateur. — Le fonctionnement d'un scintillateur est caractérisé par un certain nombre de processus statistiques en cascade :

1. Lors du passage d'une particule, un nombre moyen m de photons est créé et l'on peut supposer que leur distribution suit une loi de Poisson.
2. Le couplage optique scintillateur-photocathode : un photon a la probabilité Ω de tomber sur la photocathode.
3. L'effet photoélectrique : chaque photon à la probabilité ρ de donner un électron secondaire.
4. L'efficacité de collection de l'optique d'entrée : chaque photoélectron a la probabilité c de tomber sur la première dynode.
5. La multiplication électronique : coefficient d'émission secondaire r, (n étages identiques, les électrons secondaires sont supposés distribués suivant une loi de Poisson).

En utilisant les fonctions génératrices attachées à ces processus statistiques [1] on calcule facilement le nombre moyen d'électrons à la sortie du multiplicateur,

$$M = m\Omega\rho\, cr^n$$

et la fluctuation dans les deux cas suivants :

a) effet du photomultiplicateur seul : c'est le cas de la photocathode recevant un nombre constant $m\Omega$ de photons.

On trouve

$$\sigma_A^2 = m\Omega\rho\, cr^{2n}\left(\frac{\Sigma}{r-1} + 1 - \rho c\right)$$

soit pour la fluctuation relative

$$\frac{\sigma_A^2}{M^2} = \frac{1}{m\Omega\rho\, c}\left(\frac{\Sigma}{r-1} + 1 - \rho c\right)$$

Σ est un terme correctif introduit par Morton [2] et qui exprime le fait que les électrons secondaires ne suivent pas exactement la loi de Poisson. La distribution est en général un peu plus large et Σ a une valeur que nous avons trouvée expérimentalement comprise entre 1 et 1,4 pour les photomultiplicateurs Radiotechnique 53 AVP et 51 UVP.

b) Scintillateur complet. Si la photocathode reçoit maintenant les $m\Omega$ photons distribués suivant une loi de Poisson, la fluctuation devient

$$\sigma_2^A = m\Omega\rho\, cr^{2n}\left(\frac{\Sigma}{r-1} + 1 - \rho c\right) + \rho^2 c^2 r^{2n} m\Omega$$

soit pour la fluctuation relative :

$$\frac{\sigma_2^A}{M^2} = \frac{1}{m\Omega\rho\, c}\left(\frac{\Sigma}{r-1} + 1\right).$$

En confondant le « pic » avec une courbe de Gauss (*fig.* 1) dont l'équation est

$$y = y_m \, e^{-\frac{2\sigma^2}{x^2}} \quad \text{en posant } x = h - \bar{h}$$

h : hauteur de l'impulsion en volts.

y_m : ordonnée du maximum.

on trouve pour la résolution théorique :

$$\eta = \frac{\text{largeur à mi-hauteur}}{\text{abscisse du maximum}}.$$

soit

$$\eta = \left[\frac{\sigma_h^2}{\bar{h}^2}\right]^{1/2} \cdot \sqrt{8 \operatorname{Log}_m 2} = 2{,}36 \left(\frac{\sigma_h^2}{\bar{h}^2}\right)^{1/2}.$$

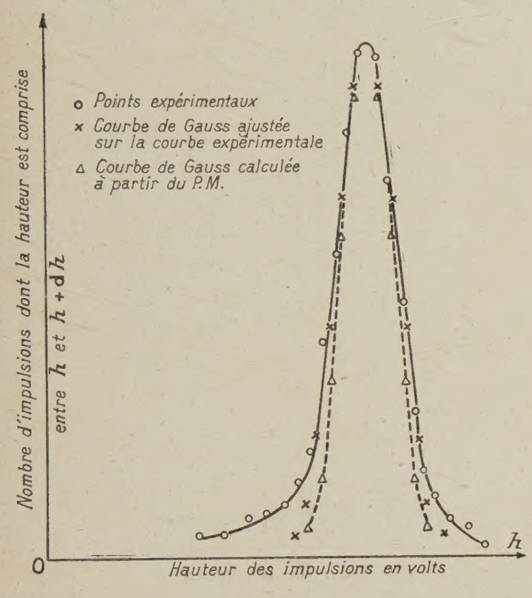


FIG. 1.

Si l'on suppose que les conditions d'emploi permettent de négliger les fluctuations de charge dans la capacité de sortie, la fluctuation relative $\frac{\sigma_h^2}{\bar{h}^2}$ sera la même que la fluctuation relative du nombre de photoélectrons.

Nous avons donc pour la résolution théorique :

a) Cas du photomultiplicateur seul recevant un nombre constant de photons :

$$\eta = 2{,}36 \left[\frac{1}{m\Omega\rho\, c}\left(\frac{\Sigma}{r-1} + 1 - \rho c\right)\right]^{1/2}.$$

b) Cas du scintillateur complet, soit $m\Omega$ photons arrivant sur la photocathode avec une distribution de Poisson :

$$\eta = 2{,}36 \left[\frac{1}{m\Omega\rho\, c}\left(\frac{\Sigma}{r-1} + 1\right)\right]^{1/2}.$$

Mesure du nombre de photoélectrons. — Nous avons mesuré le gain g du photomultiplicateur à la tension normale d'utilisation et la capacité C_0 du circuit d'anode.

Dans notre cas, la constante de temps RC_0 du circuit d'anode était grande devant le temps de décroissance de la luminescence, et la connaissance de la hauteur de l'impulsion permettait de calculer simplement le nombre de photoélectrons par scintillation. Nous avons trouvé une valeur moyenne de 225, pour des α de 5,3 MeV et pour un compteur à argon sans changeur de longueur d'onde.

Ceci représente la valeur du terme $m\Omega\,\rho C$ de la formule précédente.

Dans ces conditions, la résolution théorique que l'on peut espérer pour l'installation complète est 18,7 % pour un gain de 7.10^6 (tension 1 700 V) ; cette valeur est en bon accord avec le chiffre expérimental de 21,5 % (*fig.* 1).

Stabilité du compteur. — Le compteur que nous avons réalisé est constitué par une cellule de petite dimension, établie pour être facilement plongée dans un réfrigérant. Elle a la forme d'un cylindre de Ø = 2 cm et de hauteur 2 cm. L'intérieur est recouvert

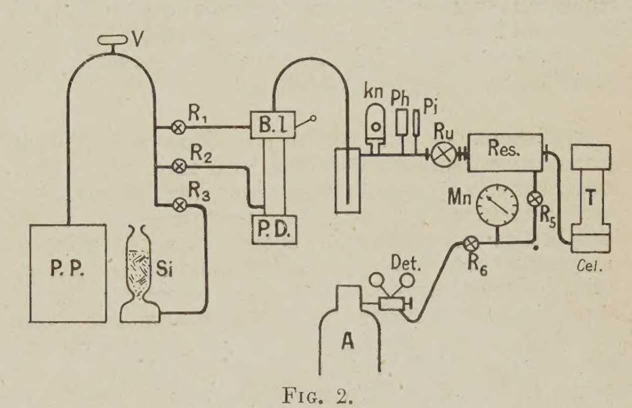


FIG. 2.

P. P. : pompe à palette.
P. D. : pompe à diffusion.
B. l. : baffle.
Si : colonne de Silicagel.
Kn : jauge de Knudsen.
Ph : jauge Philips.
Pi : jauge de Pirani.
Pg : piège à circulation.
Res : réservoir à gaz.
Mn : manomètre à lame d'acier.
Cel : cellule.
Dét. : détendeur.
A : bouteille d'Argon.
R1, R2 ... R6 : robinets.

de poudre MgO et la cellule est fermée par un disque de quartz de 1 cm d'épaisseur. Le dispositif de pompage et de remplissage était très simple (*fig.* 2) et ne comportait pas de circulation permanente de gaz. Nous avons d'ailleurs remarqué que le compteur était peu sensible aux impuretés : la hauteur des impulsions était sensiblement indépendante du vide obtenue avant remplissage entre 10 μ de Hg et 10^{-5} mm Hg.

L'argon utilisé est de l'argon T, pureté indiquée par la Société l'Air Liquide : 99,995 % sans autre purification.

La pression finale de remplissage est de 6 kg/cm², le photomultiplicateur utilisé est un 51 UVP à fenêtre de quartz. La stabilité de ce compteur était remarquable.

Nous n'avons pas noté de perte de hauteur des impulsions pour des périodes de fonctionnement de plus de 15 jours.

Action d'un changeur de longueur d'onde. — Avivi et Cohen [3] signalent des longueurs d'onde de 1 250 Å pour la lumière de scintillation, alors que Koch et Lesueur [4] trouvent expérimentalement des valeurs de l'ordre de 2 500 Å.

Nous avons essayé d'utiliser la graisse apiezon *L*, passée directement sur le disque de quartz, comme changeur de longueur d'onde, nous n'avons pas noté de changement dans la hauteur des impulsions. Ceci semble indiquer que dans notre réalisation, la longueur moyenne de scintillation était au moins de 2 500 Å, valeur pour laquelle la sensibilité relative de notre P. M. est encore de 75 %.

Ce résultat est en bon accord avec les valeurs de Koch et Lesueur qui utilisent dans leurs expériences des pressions beaucoup plus faibles que les nôtres. Les divergences pourraient d'ailleurs s'expliquer en admettant que les longueurs d'onde très faibles, de l'ordre de 1 250 Å, sont bien présentes, mais sont converties dans le gaz lui-même en des longueurs d'onde plus élevées de l'ordre de 2 500 Å.

Conclusion. — La réalisation d'un scintillateur gazeux sans changeur de longueur d'onde est intéressante, car elle permet d'obtenir un détecteur rapide et parfaitement stable, ne nécessitant qu'un dispositif de remplissage rudimentaire. Cependant la résolution a une limite trop élevée à cause du nombre de photoélectrons relativement faible, et ne permet pas d'envisager l'emploi de l'argon pour la spectrométrie. Pour cet usage, il est nécessaire d'utiliser du xénon, qui permettrait d'obtenir une résolution théorique de l'ordre de 8 % pour des particules de 5,3 MeV, mais une installation de récupération de gaz et de purification doit alors être prévue à cause du prix élevé du xénon.

Lettre reçue le 6 mai 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blanc et Detoeuf, *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 661.
[2] Morton, RCA Revue, décembre 1949.
[3] Avivi-Cohen, *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 972.
[4] Koch et Lesueur, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 103.

SUR QUELQUES UTILISATIONS EN LABORATOIRE DES USINAGES CHIMIQUES PROGRESSIFS

Par M. Odier,
Laboratoire de Physique, Université d'Alger.

De nombreuses études expérimentales ont précisé les conditions dans lesquelles l'attaque d'une surface métallique par une solution chimique définie pouvait s'exercer de façon régulière. Dans chaque cas, des diagrammes tels que [1] montrent l'existence d'une relation linéaire entre les masses dissoutes par unité de surface et le temps de contact métal-solution. C'est le principe mis en jeu dans le « fraisage chimique » récemment introduit dans l'industrie aéronautique [2].

Dans une cuve remplie d'une solution convenable, l'introduction progressive d'un longeron constitué par un profilé standard à section constante permet de faire varier la durée du contact métal-solution en chaque zone transversale du longeron (*fig.* 1). On

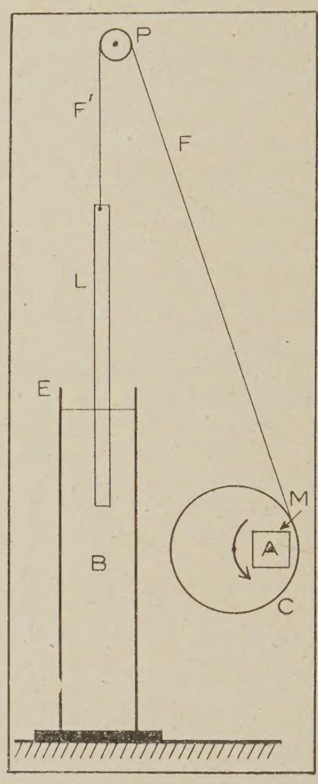


Fig. 1. — E : cuve. B : bain d'attaque. L : longeron à usiner. FF' : fils de suspension. P : poulie. C : came. M : moteur synchrone à réducteur d'axe A.

effectue ainsi un « biseautage » du profilé, sur tout ou partie de sa longueur, par ce que l'on peut appeler un « usinage chimique progressif » (U. C. P.). Selon les variations de la vitesse de descente imposée au longeron, l'épaisseur respectée par l'U. C. P. est elle-même variable. A partir de tiges, plats, tubes, cornières, etc..., profilés standards à sections constantes, on obtient ainsi des éléments constructifs à sections régulièrement évolutives, pouvant correspondre dans chaque cas à telle loi souhaitable d'après les calculs de résistance des matériaux.

En raison de l'importance des équations de poids dans la construction aéronautique, les premières en date des applications ont concerné l'usinage de certains longerons d'avions, ainsi que de panneaux destinés à des revêtements travaillants [3]. A côté de ces applications industrielles, nous avons développé le même principe vers différentes utilisations en laboratoire [4]. Sur ce plan, en effet, les techniques d'U. C. P. semblent intéressantes à plusieurs titres.

En premier lieu, un « outillage » réellement insignifiant suffit pour usiner ou rectifier des pièces, en métaux usuels, destinés à des prototypes ou à de très

petites séries. Le montage schématisé figure 1, complété par quelques produits chimiques usuels, permet de réaliser des usinages qui, par les moyens mécaniques classiques, exigeraient des machines-outils rarissimes en laboratoire.

En deuxième lieu, le principe même des U. C. P. permet d'aborder des usinages qui sont pratiquement irréalisables sur les machines-outils, de par la géométrie ou les dimensions des pièces souhaitées. En particulier, les U. C. P. permettent d'obtenir facilement des profils réguliers aboutissant à des épaisseurs évanescentes de matière.

Enfin, il n'existe pratiquement pas de matériau qui ne puisse être attaqué par une solution convenablement choisie. Il est donc possible — et très souvent aisé — d'effectuer des usinages précis sur des matériaux que les moyens classiques ne permettent pas d'aborder.

Voici quelques exemples d'U. C. P. que nous avons personnellement réalisés.

A) Un longeron plat d'almasilium, devant présenter un profil évolutif défini sur une longueur de 900 mm, a été très simplement obtenu à partir d'un profilé plat standard, par deux opérations consécutives d'U. C. P. dans une solution 4 N de soude. La figure 2 montre la régularité du profil obtenu, sauf à l'extrémité où l'on note un « effet de bord » qui conduit, en règle générale, à traiter des éléments plus longs que les cotes souhaitées. Certaines machines-outils très spéciales auraient permis peut-être d'obtenir un résultat comparable, sous réserve d'assurer une fixation convenable du longeron déjà aminci à 0,7 mm.

B) L'aiguille indicatrice solidaire d'un équipage mobile de mesure est, en toute rigueur, une poutre en porte à faux encastrée, avec extrémité libre. Le calcul classique montre le profil souhaitable d'une telle poutre afin que celle-ci soit d'égale résistance. En raison des dimensions des profilés d'aluminium couramment utilisés, aucun usinage mécanique n'est réalisable de

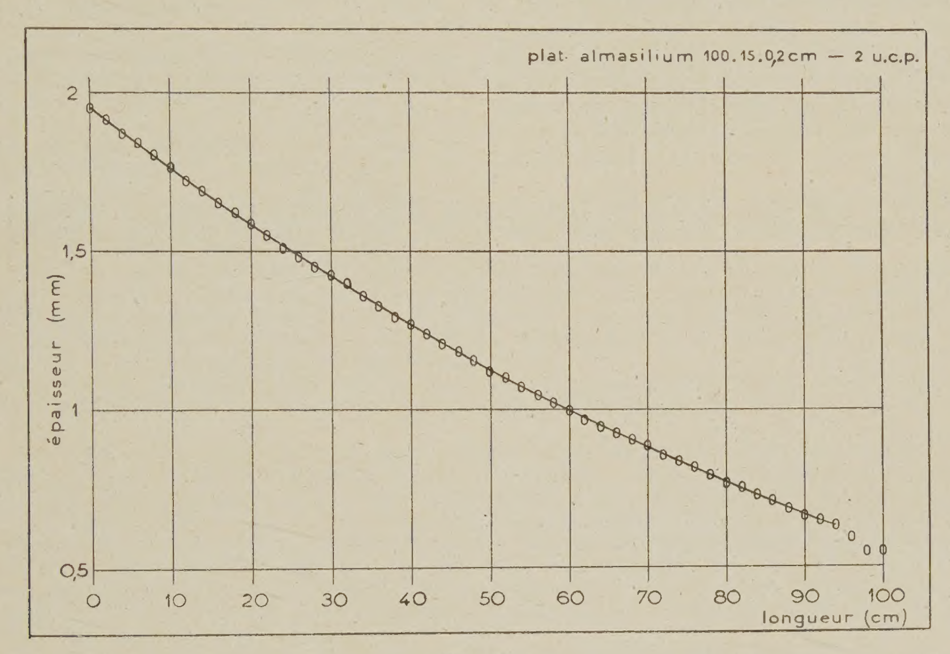


Fig. 2.

façon reproductible. Un U. C. P. très simple permet d'obtenir d'excellents résultats, sur un grand nombre de fils standards traités simultanément afin d'assurer une interchangeabilité rigoureuse. L'inertie de la plus longue des parties mobiles étant ainsi réduite, on améliore sensiblement les caractéristiques de certains galvanomètres par exemple.

C) En protégeant momentanément telle partie d'une pièce par un vernis convenable, un U. C. P. peut porter seulement sur certaines zones d'une pièce ou d'un ensemble. On peut de même réserver des surépaisseurs en certains points d'une pièce pour supporter des efforts particuliers. L'U. C. P. d'un longeron tubulaire peut porter à volonté sur l'ensemble des surfaces, ou seulement sur les surfaces externes ou internes. Si l'on souhaite par exemple conserver sans modification le diamètre externe d'un longeron tubulaire et néanmoins respecter les conditions d'égale résistance d'une poutre encastrée en porte à faux, il est possible d'effectuer un U. C. P. en supprimant même la cuve de traitement : en introduisant progressivement la solution d'attaque à l'intérieur du tube obturé, la loi d'ascension imposée au niveau liquide joue le rôle qui incombe sur la figure 1 à la descente progressive de la pièce. On obtient ainsi des tubes dont le diamètre extérieur constant simplifie beaucoup certaines constructions, l'épaisseur de paroi répondant néanmoins à la variation progressive souhaitée et pouvant atteindre l'évanescence [4].

D) Les bobinages électrotechniques sont des solénoïdes constitués par une longueur relativement très grande de fil à diamètre constant. Qu'il s'agisse de rhéostats à monter en série avec un moteur donné, d'enroulements secondaires à prises multiples de transformateurs, etc... beaucoup d'éléments de circuits ont à supporter des intensités différentes en leurs différentes parties. Il est classique de disposer successivement

plusieurs calibres décroissants de fils standards dans certains bobinages ; il est évidemment préférable d'avoir une variation continue de la section du fil et de supprimer les soudures intermédiaires. Ces résultats s'obtiennent par U. C. P. d'un « prébobinage » hélicoïdal à grand pas de la longueur souhaitée de fil standard, qui après traitement est mis en forme définitive [4]. L'économie de dimensions et de masse du cuivre d'un bobinage secondaire de transformateur donné peut être très appréciable.

E) On sait les difficultés que présente l'usinage du tungstène par les techniques classiques ; en dehors des fils calibrés à diamètre constant et des rubans, les pièces importantes sont généralement frittées. Diverses solutions acides, et surtout le nitrite de soude à chaud, permettent par exemple l'U. C. P. suivant :

Un fil de tungstène de diamètre constant égal à 30/100 mm est prébobiné comme plus haut. Le solénoïde formé subit un U. C. P. qui respecte le diamètre d'origine à une extrémité et le réduit à 16/100 mm à l'autre extrémité. La régularité de la variation du diamètre est aisée à mettre en évidence : le fil, tendu et parcouru par un courant d'intensité donnée, constitue une source lumineuse linéaire dont la longueur atteint six mètres ; l'étude de ce fil par pyrométrie optique montre une variation très régulière de la température sur toute la longueur.

Quels que soient les matériaux traités par U. C. P. et les modalités choisies, l'état des surfaces après attaque dépend essentiellement de l'homogénéité du matériau primitif et de la régularité de l'attaque. Une agitation continuelle de la solution est utile, de même qu'en certains cas un renouvellement de cette solution ou une élimination des produits de réaction ; des montages automatiques simples s'improvisent aisément en Laboratoire. D'après l'ensemble de nos résultats personnels, les meilleurs états de surface s'obtiennent après des U. C. P. relativement lents (plusieurs heures), répétés si besoin est. Enfin, de même que ces techniques doivent être utilisées concuremment avec les moyens classiques d'usinage, il est possible de pratiquer après U. C. P. des traitements normaux de surfaçage, par exemple le polissage électrolytique qui ne modifie les épaisseurs conservées que dans des proportions négligeables.

Lettre reçue le 19 mai 1959.

RÉFÉRENCES

[1] Owe Berg (T. G.), *Z. anorg. allg. Chem.*, 1951, **265**, 332.
[2] Brevets North American Aviation n° 1.135.891 (B 21 d-B 23 p) du 22/8/1955 et n° 1.135.991 (C 23 f) du 8/9/1955.
[3] Fox (G. H.), « Machining metal by a controlled chemical reaction », Society of Aeron. Weight Engin., 1958, 182.
[4] Odier (M.), « Perfect. aux procédés d'usinages chimiques ». Brev. n° 1.786 du 19/6/1958, Alger.

Le Gérant : Maurice Blondin — Dépôt légal : 3e trim. 1959. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).